

Tese de
DOUTORADO

ASSIMETRIA NA PRODUÇÃO DE $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$
EM COLISÕES π^\pm , K^\pm , p-NUCLEON A 250 GeV/c

Marcello Santo Nicola

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, fevereiro de 2001

**A Inês & Vinícius,
de todo coração**

Agradecimentos

- a Hélio, pela orientação, pela compreensão e acima de tudo pela amizade.
- ao Javier, pela ajuda inestimável e pelo companheirismo.
- ao professor João dos Anjos, por todo o apoio.
- ao professor Jeff Appel, pela co-orientação e pelas discussões que muito ajudaram a enriquecer este trabalho.
- aos membros da colaboração E769, em especial Marleigh Sheaf e Paul Karchin, pela contribuição durante todo o processo de análise.
- ao professor Alberto Santoro, por ter me recebido de braços abertos no LAFEX, e aí já se vão quase 14 anos!
- ao professor Francisco Caruso, pela ajuda e compreensão.
- ao Francisco César e a todo o pessoal do DIRIC / IRD, pela compreensão com as minhas “escapadas” do Recreio para Botafogo.
- ao Wagner, ao André, e à Carla Gobel
- ao Ricardo, à Myriam e a todo o pessoal administrativo
- ao CNPq, pela bolsa concedida.
- ao LAFEX, pelos recursos computacionais e operacionais.
- à Biblioteca do CBPF.

- ao Alexandre Leoni, pela amizade e disponibilidade e por estar presente no dia 6 de fevereiro.
- aos meus pais, minha família.
- a Inês, com todo meu amor, por tudo.

A Colaboração E769

G.A. Alves,⁽¹⁾ S. Amato,⁽¹⁾ J.C. Anjos,⁽¹⁾ J.A. Appel,⁽²⁾ J. Astorga,⁽⁵⁾ T. Bernard,⁽⁵⁾
S.B. Bracker,⁽⁴⁾ L.M. Cremaldi,⁽³⁾ W.D. Dagenhart,⁽⁵⁾ C.L. Darling,⁽⁸⁾ R.L. Dixon,⁽²⁾
D. Errede,⁽⁷⁾ H.C. Fenker,⁽²⁾ C. Gay,⁽⁴⁾ D.R. Green,⁽²⁾ R. Jedicke,⁽⁴⁾ P.E. Karchin,⁽⁸⁾
C. Kennedy,⁽⁸⁾ S. Kwan,⁽²⁾ L.H. Lueking,⁽²⁾ P.M. Mantsch,⁽²⁾ J.R.T. de Mello Neto,⁽¹⁾
J. Metheny,⁽⁵⁾ R.H. Milburn,⁽⁵⁾ J.M. de Miranda,⁽¹⁾ H. da Motta Filho,⁽¹⁾ A. Napier,⁽⁵⁾
M.S. Nicola,⁽¹⁾ D. Passmore,⁽⁵⁾ A. Rafatian,⁽³⁾ A.C. dos Reis,⁽¹⁾ W.R. Ross,⁽⁸⁾
A.F.S. Santoro,⁽¹⁾ M. Sheaff,⁽⁷⁾ M.H.G. Souza,⁽¹⁾ C. Stoughton,⁽²⁾ M.E. Streetman,⁽²⁾
D.J. Summers,⁽³⁾ S.F. Takach,⁽⁸⁾ L. Chen-Tokarek,⁽²⁾ A. Wallace,⁽⁸⁾ Z. Wu⁽⁸⁾

- ⁽¹⁾Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brasil
⁽²⁾Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, 60510
⁽³⁾University of Mississippi, University, MS 38677
⁽⁴⁾University of Toronto, Toronto, Ontario, Canadá, M5S 1A7
⁽⁵⁾Tufts University, Medford, MA 02155
⁽⁶⁾Wayne State University, Detroit, Michigan 48202
⁽⁷⁾University of Wisconsin, Madison, WI 53706
⁽⁸⁾Yale University, New Haven, CT 06511

Resumo

Medimos, utilizando dados do experimento E769, a assimetria de produção de partícula-antipartícula para híperons Λ^0 em interações π^\pm -nucleon, K^\pm -nucleon e p -nucleon a 250 GeV/c. As assimetrias são medidas em função de x de Feynman (x_F) e p_T^2 nos intervalos $0 \leq p_T^2 \leq 4(\text{GeV}/c)^2$ e $-0,12 \leq x_F \leq 0,12$ (para feixe positivo) e $0 \leq p_T^2 \leq 10(\text{GeV}/c)^2$ e $-0,16 \leq x_F \leq 0,40$ para feixe negativo. Encontramos assimetrias substanciais, mesmo para $x_F = 0$. Observamos também efeito liderante que concorda, qualitativamente, com as previsões teóricas.

Abstract

Using data from Fermilab fixed-target experiment E769, we have measured particle-antiparticle production asymmetries for Λ^0 hyperons in π^\pm - nucleon interactions, K^\pm - nucleon interactions and p - nucleon interactions at 250 GeV/c. The asymmetries are measured as functions of Feynman-x (x_f) and p_T^2 over the ranges $0 \leq p_T^2 \leq 4(\text{GeV}/c)^2$ and $-0.12 \leq x_F \leq 0.12$ (for positive beam) and $0 \leq p_T^2 \leq 10(\text{GeV}/c)^2$ and $-0.16 \leq x_F \leq 0.40$ for the negative beam. We find substantial asymmetries, even at $x_F = 0$. We also observe leading-particle-type asymmetries which qualitatively agree with theoretical predictions.

Índice

1	Introdução	1
2	Assimetria na Produção de Λ^0	4
2.1	O Modelo Padrão	4
2.2	Modelo de Pártons	5
2.3	Produção de quarks	6
2.4	Função de distribuição	8
2.5	Seções de choque diferenciais	10
2.6	Fragmentação	10
2.7	Efeito liderança e Modelos de Recombinação	11
3	O Experimento E769	15
3.1	Tevatron	16
3.2	Sistema de Identificação do Feixe	19
3.2.1	DISC	20
3.2.2	TRD	22
3.3	Alvo	25
3.4	Espectrômetro	26

3.4.1	SMD	26
3.4.2	Magnetos	29
3.4.3	Câmaras a fio	30
3.4.4	Cerenkov	34
3.4.5	Calorímetros	37
3.4.6	Barreira de Aço	41
3.4.7	Paredes de μ	42
3.5	Sistema de Gatilho	42
3.5.1	Cr�terios de Disparo	43
3.6	Sistema de Aquisi�o de Dados	45
3.7	Reconstru�o de Eventos e de MC	47
3.7.1	Algoritmo de reconstru�o	47
3.7.2	Pair strip	49
3.7.3	Monte Carlo	51
4	An�lise dos Dados	54
4.1	Escolha das Amostras	55
4.1.1	Subconjunto Λ^0 SESTR	56
4.1.2	Subconjunto Λ^0 ESTR	59
4.2	Produ�o de Monte Carlo	59
4.2.1	Monte Carlo SESTR	62
4.2.2	Monte Carlo ESTR	62
4.3	Otimiza�o de Cortes	63

4.3.1	Feixe Positivo	64
4.3.2	Feixe Negativo	71
4.4	Identificação do Feixe	71
4.5	Obtenção de sinais	74
4.5.1	Sinais do Subconjunto Λ^0 SESTR em função de x_F	81
4.5.2	Sinais do Subconjunto Λ^0 SESTR em função de p_T^2	81
4.5.3	Sinais do Subconjunto Λ^0 ESTR em função de x_F	81
4.5.4	Sinais do Subconjunto Λ^0 ESTR em função de p_T^2	99
4.6	Cálculo das Eficiências	99
4.6.1	Eficiências em função de x_F para Λ^0 SESTR	105
4.6.2	Eficiências em função de p_T^2 para Λ^0 SESTR	105
4.6.3	Eficiências em função de x_F e p_T^2 para Λ^0 SESTR	105
4.6.4	Eficiências para Λ^0 ESTR	111
4.7	Cálculo das Assimetrias	111
4.7.1	Teste de Consistência: Assimetria SESTR para feixe negativo . . .	111
4.8	Erros Sistemáticos	116

5 Conclusões

124

Lista de Figuras

2.1	Decaimento fraco do Λ^0	4
2.2	Processos de separação dos pártons, interação e produção de quark-antiquark e hadronização.	8
2.3	Funções de distribuição de pártons em píons.	9
2.4	Modelos de recombinação de fragmentação de corda (<i>Dragging</i>) e de <i>Intrinsic Charm</i>	12
2.5	Um processo de recombinação e produção do Λ^0 para o caso de um feixe de π^-	14
3.1	Conjunto de aceleradores do Tevatron.	17
3.2	Sistema de Identificação de Feixe.	20
3.3	Módulo do TRD.	23
3.4	Identificação das Partículas através do TRD \times DISC.	24
3.5	Alvo e769.	26
3.6	Visão esquemática de uma placa de SMD.	28
3.7	Distribuição dos Planos de SMD.	28
3.8	Visão geral do Espectrômetro E769.	30
3.9	Diferentes orientações dos fios das Câmaras de Arrasto.	34

3.10	Detectores Cerenkov.	35
3.11	Emissão de radiação Cerenkov para diferentes partículas nos contadores C1 e C2.	36
3.12	Corte do SLIC.	40
3.13	Corte do Hadrômetro.	41
3.14	Distribuição dos valores de E_T para partículas charmosas e leves.	44
3.15	<i>Good Beam</i> e INT.	46
3.16	Definições esquematizadas de <i>SDZ</i> , <i>RATIO</i> e <i>PT2SUM</i>	52
4.1	Definições esquematizadas de <i>DCA</i> e <i>ISO</i>	57
4.2	Amostras de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ obtidas dos eventos SESTR da <i>Pair Strip</i> (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)).	58
4.3	Amostras de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ obtidas dos eventos ESTR (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)).	60
4.4	Definição esquematizada do DIP.	65
4.5	Varição no sinal (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por um curva gaussiana) de Λ^0 com o corte em SDZ progredindo de $SDZ > 6$ até $SDZ > 22$	66
4.6	Estudo do efeito dos cortes em SDZ sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.	67
4.7	Estudo do efeito dos cortes em ISO sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.	68

4.8	Estudo do efeito dos cortes em DIP sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.	69
4.9	Estudo do efeito dos cortes em CHI sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.	70
4.10	Estudo do efeito dos cortes em <i>DCA</i> e <i>CHISUM</i> sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.	72
4.11	Estudo do efeito dos cortes em $p(p)/p(\pi)$ sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.	73
4.12	Comparações entre as larguras dos sinais de MC e dos sinais de dados, quando ajustados com largura livre, para diferentes valores de x_F . Na parte superior o estudo para amostra SESTR, na parte inferior para amostra ESTR.	75
4.13	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^+ . . .	76
4.14	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- . . .	77
4.15	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ . . .	78
4.16	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- . . .	79
4.17	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de p^+	80

4.18	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de x_F	82
4.19	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de x_F	83
4.20	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de x_F	84
4.21	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de x_F	85
4.22	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de x_F	86
4.23	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de x_F	87
4.24	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	88

4.25	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	89
4.26	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	90
4.27	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	91
4.28	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	92
4.29	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	93
4.30	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de x_F	95
4.31	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de x_F	96

4.32	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de x_F	97
4.33	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de x_F	98
4.34	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	100
4.35	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	101
4.36	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	102
4.37	Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).	103

4.38	Na parte superior da figura mostramos o Monte Carlo gerado (número de eventos por intervalo de x_F); na parte inferior a fração desse Monte Carlo que passou pelas etapas de digitalização e reconstrução e pelos cortes de análise (número de eventos por intervalo de x_F ajustado por uma curva gaussiana).	106
4.39	Eficiências em função de x_F para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ calculadas com o Monte Carlo SESTR e a razão entre elas.	107
4.40	Eficiências em função de p_T^2 para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ calculadas com o Monte Carlo SESTR e a razão entre elas.	108
4.41	Eficiências em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ calculadas com o Monte Carlo SESTR.	109
4.42	Razão das Eficiências em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$) calculadas com o Monte Carlo SESTR.	110
4.43	Eficiência $\times x_F$ e Razão entre Eficiências para Λ^0 ESTR.	112
4.44	Eficiência $\times p_T^2$ ($(GeV/c)^2$) e Razão entre Eficiências para Λ^0 ESTR.	113
4.45	Assimetrias em função de x_F , obtidas para os diferentes feixes.	114
4.46	Assimetrias em função de p_T^2 ($(GeV/c)^2$), obtidas para os diferentes feixes.	115
4.47	Assimetrias em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$), obtidas com feixes de π^- , a partir de dados ESTR e SESTR.	116
4.48	Vários resultados para o cálculo de Assimetria.	117
5.1	Comparação das Assimetrias obtidas com feixes de π^- , em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$), nos experimentos E769 e E791.	126

5.2	Comparação das Assimetrias obtidas, em função de x_F , com a assimetria fornecida pelo PYTHIA (em linha cheia).	127
5.3	Comparação das Assimetrias obtidas, em função de p_T^2 ($(GeV/c)^2$), com a assimetria fornecida pelo PYTHIA (em linha cheia).	128

Lista de Tabelas

3.1	Energias típicas dos prótons.	19
3.2	Características dos planos de SMD	27
3.3	Características das câmaras de arrasto	33
3.4	Probabilidade <i>a priori</i> na identificação das partículas.	37
3.5	Cortes em <i>pair strip</i>	50
4.1	Cortes da seleção de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$	55
4.2	Cortes de Análise para Λ^0 SESTR.	74
4.3	Cortes de Análise para Λ^0 ESTR.	81
4.4	BINS de x_F para Λ^0 de feixe positivo.	81
4.5	BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para Λ^0 de feixe positivo.	94
4.6	BINS de x_F para Λ^0 de feixe negativo.	94
4.7	BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para Λ^0 de feixe negativo.	99
4.8	Contaminação dos feixes.	119
4.9	Valores de Assimetria em bins de x_F para feixe positivo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos.	120
4.10	Valores de Assimetria em bins de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para feixe positivo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos.	121

- 4.11 Valores de Assimetria em bins de x_F para feixe negativo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos. 122
- 4.12 Valores de Assimetria em bins de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para feixe negativo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos. 123

Capítulo 1

Introdução

O estudo da produção de partículas e antipartículas *estranhas* é uma ferramenta importante no entendimento de como a Cromodinâmica Quântica não perturbativa afeta a produção e hadronização de quarks leves. Um processo que envolve tanto a produção como a hadronização é o *efeito de partícula liderante*. Este efeito manifesta-se como um aumento na taxa de produção de partículas em comparação com a produção de suas respectivas antipartículas quando as partículas contém mais quarks de valência em comum com um dos hádrons iniciais do que as antipartículas. Este aumento é maior na medida em que o *momentum* da partícula produzida é maior na direção do hádron inicial com quem compartilha quarks de valência. Nos últimos anos este processo tem sido extensivamente estudado para produção de charme, tanto do ponto de vista teórico [1, 2, 3, 4, 5] como experimental [6, 7, 8, 9, 10, 11]. O mesmo tipo de efeito de partícula liderante na produção de quarks leves tem sido observado [12, 13, 14] e previsto qualitativamente por modelos de recombinação [15].

A produção de estranheza deve-se, na maioria das vezes, ao “mar” de quarks e glúons dos hádrons iniciais, em particular pela hadronização dos quarks de valência do feixe ou

do alvo. A hadronização, que é o revestimento não-perturbativo dos quarks “livres” em hádrons, está entre os aspectos menos entendidos da QCD (*Quantum Chromodynamics* – Cromodinâmica Quântica). A QCD perturbativa não é aplicável à produção do quark $s(\bar{s})$ a baixo p_T^2 (como é o caso das experiências ACCMOR, E769, E791 e SELEX). Embora os resultados dos processos de hadronização não possam ser diretamente previstos pela QCD perturbativa, podemos ter informação deste processo procurando assimetrias na produção de partículas e antipartículas, que são sensíveis aos processos de hadronização.

Outros efeitos, como a produção associada de káons e híperons, podem contribuir para uma assimetria na produção de $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$ [16].

Vários estudos na produção de partículas estranhas e charmosas mostram evidência destas assimetrias. A colaboração E791 [17, 18, 19] reportou uma análise sistemática de assimetrias na produção de partícula-antipartícula, para os híperons Λ^0 , Ξ^- e Ω^- , em interações π^- – nucleon a 500 GeV/c e no intervalo de $-0,12 \leq x_F \leq 0,12$ e $0 \leq p_T^2 \leq 4(\text{GeV}/c)^2$ [14]. Esses estudos mostram claramente que o efeito de partícula liderante tem relação direta com o número de quarks de valência que a partícula produzida tem em comum com algum dos hádrons iniciais. Isto ocorre para um mesmo tipo de alvo (C) e feixe (π^-), o que consiste em uma motivação a mais para realizar o presente trabalho já que **não existe um estudo sistemático de assimetrias na produção de $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$ para diferentes feixes**. Há um trabalho adicional feito pela colaboração SELEX com estudos de assimetria dos bárions charmosos Λ_c e D^+ com diferentes feixes [20] (Ξ^- , π^- e p^+ a 650 GeV/c). Esse estudo só foi publicado em *proceedings* mas mostra que o efeito de partícula liderante é mais acentuado nos casos de produção de mésons por feixe de

mésons (e, análogamente, bárions por feixe de bárions) quando comparados à produção dos mesmos mésons (bárions) por feixe de bárions (mésons).

Como um subproduto do nosso programa de charme no experimento E769, coletamos uma grande amostra de Λ^0 que usamos para medir as assimetrias na produção de $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$ aqui descritos.

O canal de decaimento ¹ escolhido foi $\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-$. O critério foi que tivesse uma alta razão de ramificação e que os produtos de decaimento sejam partículas carregadas para que possam ser bem reconstruídas pelo espectrômetro.

No capítulo seguinte faremos uma descrição de detalhes do Modelo Padrão, do Modelo de Pártons e de modelos de recombinação que estão relacionados com o presente estudo. No capítulo 3 descrevemos o experimento E769, desde a produção do feixe até os detectores que compõem o espectrômetro, assim como o processo de aquisição de dados. No capítulo 4 descrevemos o processo de seleção dos eventos, a obtenção da nossa amostra final e a análise envolvida no estudo das assimetrias na produção dos Λ^0 . O capítulo final é dedicado a conclusões e perspectivas.

¹Ao longo deste trabalho, ao citarmos uma partícula ou decaimento, estaremos implicitamente nos referindo tanto ao próprio quanto a seu conjugado. Neste caso, por exemplo, nosso estudo abrange tanto $\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-$ quanto $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^- \pi^+$.

Capítulo 2

Assimetria na Produção de Λ^0

Vamos, neste capítulo, apresentar brevemente aspectos gerais do Modelo Padrão [21, 22] e então abordar a fenomenologia do Modelo de Pártons nas colisões hadrônicas, assim como modelos de recombinação.

2.1 O Modelo Padrão

Os Λ^0 aqui estudados são produzidos por interações fortes (QCD), porém decaem por interação fraca (figura 2.1). As ferramentas matemáticas disponíveis para o estudo da QCD ainda não dão conta do cálculo destes processos de produção de quarks leves e, portanto, usaremos modelos fenomenológicos para descrever sua produção e posterior hadronização (que também não é calculável pela QCD perturbativa).

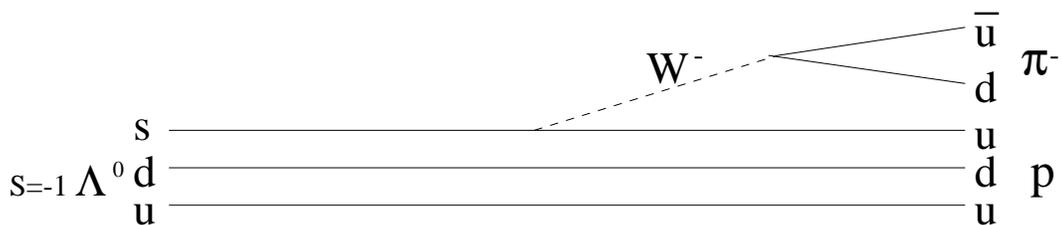


Figura 2.1: Decaimento fraco do Λ^0

2.2 Modelo de Pártons

Ainda que se trate de uma teoria bem definida, a obtenção de soluções para maioria dos problemas de QCD é bastante complicada. Utiliza-se portanto informação experimental adicional, na maior parte das vezes proveniente de experimentos de espalhamento profundamente inelástico (*DIS*). Em experimentos *DIS* usualmente um lépton é usado para sondar um nucleon a diferentes valores de Q^2 (quadrado do *momentum* transferido na interação e uma medida da escala de energia). Os resultados dos experimentos indicam que os nucleons são constituídos de partículas pontuais livres (pártons).

Combinando esses resultados com o fato de que não foram observados quarks ou glúons livres, temos as bases do Modelo de Pártons. Este modelo foi superado pela *QCD* mas ainda oferece um bom entendimento intuitivo das interações hadrônicas. O modelo parte da suposição de que os hádrons são constituídos de pártons (hoje identificados como quarks e glúons). Cada párton carrega uma fração x do *momentum* do hádron e não tem *momentum* transversal com respeito a este. Outros dois ingredientes do Modelo de Pártons são a liberdade assintótica e o confinamento. A liberdade assintótica estabelece que para grandes Q^2 os pártons estão livres dentro do nucleon. O confinamento requer que os quarks e glúons fiquem “presos” dentro de hádrons de cor neutra. A *QCD* também explica isto usando a constante de acoplamento forte, α_s , quando a distância (escala de energia) aumenta (diminui). Em particular a primeira ordem, ou LO (*leading order*), o valor de α_s , que determina a intensidade da interação, é dado por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD})} \quad (2.1)$$

$$\alpha_s(r) = \frac{6 \pi}{(33 - 2n_f) \ln(1/\Lambda_{QCD} r)} \quad (2.2)$$

onde n_f é o número de sabores de quarks e Λ_{QCD} é um parâmetro de escala que está entre $0,1 \text{ GeV}$ e $0,5 \text{ GeV}$. Da equação 2.1 vemos que α_s é pequeno quando $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$. Nesse caso se esperaria que uma expansão perturbativa em potências de α_s produza resultados razoáveis ainda com poucos termos. A escalas de energia $Q^2 \leq \Lambda_{QCD}$, a QCD perturbativa não é mais adequada e outros métodos, tais como *Lattice gauge theory* têm que ser usados. A equação 2.2 é a transformada de Fourier da equação 2.1 e mostra que quando $r \rightarrow 1/\Lambda_{QCD}$, $\alpha_s \rightarrow \infty$. Isto resulta no mecanismo de confinamento da QCD . Alguns aspectos do Modelo de Pártons como a evolução de Q^2 e *momentum* transversal intrínscio dos pártons são modificados pelo nosso entendimento da QCD . Assim temos modelos a pártons mais gerais, como o *QCD Improved Parton Model* e o *DPM - Dual Parton Model*.

2.3 Produção de quarks

A produção de quarks “pesados” (c, b, t) pode ser calculada através da QCD perturbativa já que $m_q^2 \leq Q^2$ ($m_c = 1,5 \text{ GeV}$; $m_b = 4,4 \text{ GeV}$; $m_t = 174 \text{ GeV}$) e $\Lambda_{QCD} \leq 0,5 \text{ GeV}$. O mesmo não acontece com os quarks leves ($m_u \approx 0,005 \text{ GeV}$; $m_d \approx 0,005 \text{ GeV}$; $m_s \approx 0,15 \text{ GeV}$) para os quais não podemos fazer uso da QCD perturbativa.

As teorias desenvolvidas para estudar esses processos de espalhamento partem do Modelo de Pártons em que a seção de choque inclusiva de um processo hadrônico pode ser fatorizada, ou seja, é possível separar a interação dos dois pártons do resto dos hádrons

de onde eles provém:

$$\sigma(A + B \rightarrow q + X) = \sum_X \int_0^1 dx_a \int_0^1 dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \hat{\sigma}(a + b \rightarrow q) \quad (2.3)$$

onde $x_{a(b)}$ é a fração de *momentum* do hádron inicial A(B) que carrega o párton a(b) pertencente ao hádron A(B), Q^2 é a escala de *momentum* em que ocorre a reação. A função $f_{a/A(B)}(x_{a(b)}, Q^2)$ é a distribuição de probabilidade de se encontrar o párton $a(b)$ dentro do hádron inicial $A(B)$, carregando uma fração do *momentum* deste hádron, entre $x_{a(b)}$ e $x_{a(b)} + dx_{a(b)}$.

Os processos de hadronização ou fragmentação, em que estes quarks produzidos na interação dão origem a novas partículas (hádrons), ocorrem numa escala de energia da mesmo ordem que Λ_{QCD} e, portanto, também não são calculáveis pela *QCD* perturbativa. De fato, hadronização é um dos processos menos entendidos da *QCD*. Em geral, os processos de fragmentação ocorrem a energias mais baixas que os processos de produção então os dois processos ocorrem a escalas diferentes de tempo. Desse modo pode-se esperar que os dois processos não se influenciem mutuamente e seria possível calculá-los separadamente. Este é o princípio da fatorização.

Na figura 2.2 observa-se distintamente os dois hádrons incidentes, um no feixe e outro no alvo, cada uma com uma função de distribuição de partons f_i^A e f_j^B ; o processo de espalhamento entre dois partons i e j produzindo um par $q\bar{q}$ é descrito pela seção de choque pontual $\hat{\sigma}_{ij}$; e o processo de fragmentação, através do qual os quarks dão origem a mésons ou bárions é representado pela função de fragmentação D_q^H .

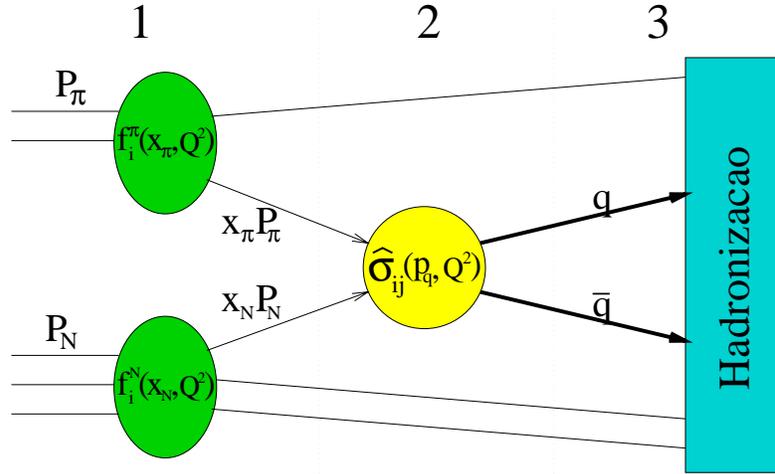


Figura 2.2: Processos de separação dos pártons, interação e produção de quark-antiquark e hadronização.

2.4 Função de distribuição

As funções de distribuição de pártons traduzem a densidade de probabilidade de se encontrar um dado párton, dentro de um hádron, com uma dada fração x do *momentum* do hádron. Existem na literatura, para tais funções, diversas parametrizações que se ajustam a dados obtidos, por exemplo, em experimentos de espalhamento inelástico profundo.

Para píons (figura 2.3), por exemplo, Owens [23] parametriza as funções de distribuição de glúons (xG^π), de quarks do mar (xS^π) e de quarks de valência (xv^π) segundo as expressões:

$$xG^\pi, xS^\pi = Ax^\alpha(1-x)^\beta(1 + \gamma_1x + \gamma_2x^2) \quad (2.4)$$

$$xv^\pi = \frac{x^a(1-x)^b}{B(a, b+1)} \quad (2.5)$$

onde

$$a = 0,4 - 0,06212s - 0,007s^2 \quad (2.6)$$

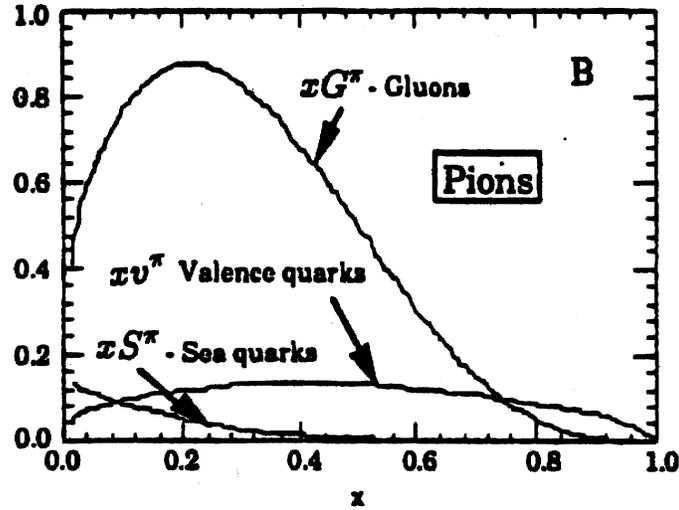


Figura 2.3: Funções de distribuição de partons em píons.

$$b = 0,7 + 0,6478s + 0,01335s^2 \quad (2.7)$$

sendo

$$s = \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(Q_0^2/\Lambda^2)] \quad (2.8)$$

A , α , β e γ são os parâmetros de ajuste, Λ é a escala de massa da QCD, $Q_0^2 = 4(\text{GeV}/c)^2$ e $B(a, b + 1)$ é a função beta de Euler, definida como:

$$B(a, b) = \frac{\Gamma(a)\Gamma(b)}{\Gamma(a+b)} \quad (2.9)$$

onde $\Gamma(x)$ é a função gama.

Para káons, entretanto, não há ainda medidas precisas destas distribuições, embora haja indicações experimentais [24, 25] de que as funções de distribuição dos quarks nos káons cai mais rapidamente que as de funções de distribuição dos quarks nos píons. Considerando-se que káons e píons são ambos constituídos por quarks leves, pode-se esperar que as funções de distribuição de gluons em káons tenha, em boa aproximação, a mesma forma que as funções para píons.

As funções de distribuição dos nucleons são parametrizadas por Duke e Owens [26, 23] de forma similar às funções para píons.

2.5 Seções de choque diferenciais

As seções de choque diferenciais em x_F e p_T^2 podem ser obtidas diretamente da expressão da seção de choque total e descrevem a dependência da seção de choque com o *momentum* longitudinal e com o *momentum* transverso. A partir da expressão para a seção de choque total, obtém-se:

$$\frac{d\sigma(s)}{dx_F} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \frac{d\hat{\sigma}(x_i x_j s, Q^2/\mu^2)}{dx_f} \quad (2.10)$$

$$\frac{d\sigma(s)}{dp_T^2} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \frac{d\hat{\sigma}(x_i x_j s, Q^2/\mu^2)}{dp_T^2} \quad (2.11)$$

$$\frac{d^2\sigma(s)}{dx_F dp_T^2} = \sum_{ij} \int dx_i dx_j f_i^A(x_i, Q^2/\mu^2) f_j^B(x_j, Q^2/\mu^2) \frac{d^2\hat{\sigma}(x_i x_j s, Q^2/\mu^2)}{dx_F dp_T^2} \quad (2.12)$$

As expressões de $d\sigma/dx_F$ e de $d\sigma/dp_T^2$ são pouco afetadas pelas incertezas envolvidas no cálculo da seção de choque pontual $\hat{\sigma}$.

2.6 Fragmentação

Fragmentação é o processo através do qual quarks e glúons se combinam para formar hádrons e pode ser definida em função da fração de *momentum* longitudinal carregado pelo hádron (x_F/\hat{x}_F), onde as grandezas com acento circunflexo referem-se a pártons e, caso não acentuadas, a hádrons. Define-se a função de fragmentação $D_q^H(x_F/\hat{x}_F)$ como a densidade de probabilidade para que um hádron H seja produzido por um quark q com fração de *momentum* longitudinal x_F/\hat{x}_F deste quark.

Admite-se que as funções de fragmentação são independentes do processo de criação do quark mas não da sua massa. Assim, para quarks pesados, espera-se uma função de fragmentação que tenda a uma função delta para os casos em que o charme se associa a um quark mais leve para produzir um hádron. Isto se deve ao fato de que para materializar um quark mais leve com velocidade comparável a sua, um quark pesado precisa perder apenas uma pequena parcela de sua energia resultando em um hádron com uma grande fração da energia do quark original ($x_F/\hat{x}_F \sim 1$).

Há uma variedade de expressões para as funções de fragmentação propostas por vários modelos [27] baseados na idéia de que um quark perde energia sucessivamente criando pares quark-anti-quark até que a energia disponível não mais seja suficiente para a produção de um novo par.

2.7 Efeito liderança e Modelos de Recombinação

Quando a partícula produzida contém um quark de valência de mesmo sabor de um dos quarks das partículas originais espera-se o aparecimento do chamado efeito liderança. Este efeito manifesta-se com uma assimetria na produção de partícula e anti-partícula em região de alto x_F .

Este efeito não pode ser explicado pelo Modelo Padrão (*QCD next-to-leading-order*) já que todos os cálculos são baseados na presunção de que a produção e a fragmentação (hadronização) são fenômenos independentes, o qual não parece ser o caso.

Existem vários modelos para tentar explicar este fenômeno, que vão desde o *Intrinsic Charm Model* (Modelo de Charme Intrínseco) [28] até fluxo de cor e o modelo de

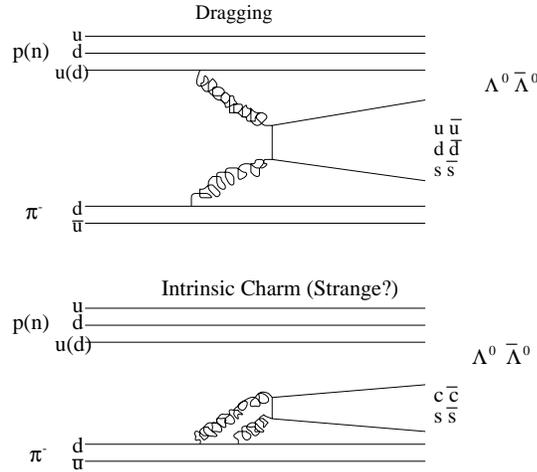


Figura 2.4: Modelos de recombinação de fragmentação de corda (*Dragging*) e de *Intrinsic Charm*.

fragmentação de corda que é incluído no programa de MC Lund, *PYTHIA* / *JETSET* [29, 30, 31] (figura 2.4), mas todos eles incluem algum mecanismo de recombinação .

Alguns resultados obtidos em assimetria podem ser qualitativamente explicados sob a perspectiva dos **modelos de recombinação**, onde a partícula emergente contém um ou mais quarks em comum com as partículas do alvo ou feixe. Nesse caso se espera um crescimento da produção desta partícula com o módulo de x_F . Analisando para o caso específico da produção de $\Lambda^0(uds)$ e $\bar{\Lambda}^0(\bar{u}\bar{d}\bar{s})$ através da interação de 5 diferentes tipos de feixe com alvos de nucleons ($p(uud)$, $n(udd)$), podemos esperar que na região de fragmentação do alvo a assimetria alcance sempre valores positivos, pois a produção de Λ^0 deve ser privilegiada uma vez que o híperon possui 2 quarks de valência em comum com os nucleons do alvo. Devemos, contudo, observar alguma variação na região de x_F positivo, onde a natureza do feixe possui um papel mais importante:

- Feixe $\pi^+(u\bar{d})$: Na região de fragmentação do feixe tanto o Λ^0 como o $\bar{\Lambda}^0$ têm um quark de valência em comum com o π^+ . Podemos portanto esperar uma assimetria

próxima zero para $x_F > 0$.

- Feixe $\pi^-(\bar{u}d)$: Nesse caso podemos esperar um comportamento semelhante, pois tanto o Λ^0 como o $\bar{\Lambda}^0$ ainda compartilham um quark de valência com o π^- .
- Feixe $K^+(u\bar{s})$: A situação aqui é parecida com a dos dois casos acima, pois novamente temos Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ compartilhando com o feixe um quark de valência cada um. A princípio portanto deveríamos esperar uma assimetria próxima a zero para $x_F > 0$. É preciso contudo levar em conta que o quark que $\bar{\Lambda}^0$ compartilha com o feixe é \bar{s} , enquanto Λ^0 compartilha um u . Assim, para que se forme Λ^0 é preciso tirar do “mar” um s e um d , enquanto para formar $\bar{\Lambda}^0$ são necessários apenas \bar{u} e \bar{d} . A produção de $\bar{\Lambda}^0$ deve então ser favorecida, e podemos esperar portanto assimetria negativa para $x_F > 0$.
- Feixe: $K^-(\bar{u}s)$ Aqui temos uma situação completamente inversa – é o híperon Λ^0 que compartilha um quark de valência mais pesado (s) com o feixe, e portanto esperamos assimetria positiva para $x_F > 0$.
- Feixe $p(uud)$: Nesse caso a produção de Λ^0 deve ser ainda mais privilegiada em relação a $\bar{\Lambda}^0$ na região de fragmentação do feixe, pois Λ^0 compartilha 2 quarks de valência com o feixe e $\bar{\Lambda}^0$ não compartilha nenhum. Assim a assimetria deve ser positiva em $x_F > 0$.

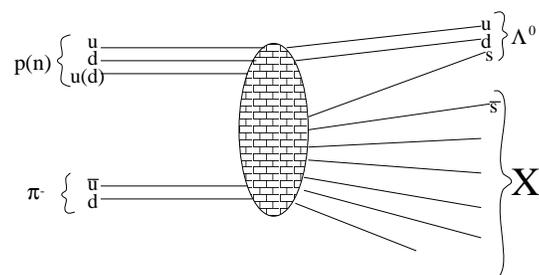


Figura 2.5: Um processo de recombinação e produção do Λ^0 para o caso de um feixe de π^- .

Capítulo 3

O Experimento E769

O experimento E769, cujos dados utilizo na análise aqui apresentada, foi realizado no TPL (*Tagged Photon Laboratory* – Laboratório de Fótons Rotulados), no setor PE da área de alvo fixo do FERMILAB, entre junho de 1986 e fevereiro de 1988. A coleta de dados durou cerca de 12 meses, e foi realizada em sequência aos experimentos E516 e E691, também dedicados à física de sabores pesados e realizados nesse mesmo laboratório com grande sucesso.

O E769 foi um experimento de produção hadrônica de charme: partículas charmosas foram produzidas através da colisão de hádrons de altas energias (250 GeV) com nucleons de um alvo fixo. As partículas produzidas atravessaram o espectrômetro onde, uma vez detectadas, tiveram sua trajetória, *momentum* e energia medidas, sendo também “identificadas” como elétrons, múons, píons, káons ou prótons.

O experimento foi realizado segundo o conceito de tomada aberta de dados: não se produz apenas um tipo específico de evento mas sim uma ampla amostra a partir da qual fazem-se medidas de razão de ramificação, analisam-se novos canais, medem-se tempos de vida, etc. Foram coletados cerca de 400 milhões de eventos, gravados em fita para

posterior reconstrução e análise.

O uso do Tevatron, um síncrotron supercondutor capaz de acelerar prótons a uma energia de 800 GeV, foi de fundamental importância para o sucesso do experimento, assim como foram os detectores SMD¹, cuja precisão possibilitou uma enorme rejeição de ruído (*background*); o alvo segmentado; e finalmente o ACP² [32], sistema multiprocessador paralelo desenvolvido em colaboração do FNAL com o LAFEX/CBPF, cuja enorme capacidade de processamento tornou possível o registro de um grande número de eventos e o seu processamento em um tempo de apenas alguns meses.

No decorrer do presente capítulo descreverei brevemente as várias partes que compõem o experimento E769, começando pela produção e identificação do feixe, passando pela descrição do alvo do do espectrômetro e terminando pelos processos de aquisição e processamento de dados. Descrições mais detalhadas podem ser encontradas em [33, 34, 35, 36, 37, 38].

3.1 Tevatron

O Tevatron³ é um conjunto de aceleradores, mostrado na figura 3.1, pelos quais partículas passam desde sua produção até sua extração em direção ao TPL. Nesses aceleradores prótons e antiprótons, viajando em sentidos contrários no mesmo feixe, atingem 900 GeV. Os principais componentes do Tevatron são o Cooft-Walton, o LINAC, o Booster, o Anel Principal, a fonte de \bar{p} e o Anel Supercondutor, que também recebe o nome Tevatron.

O feixe de p é produzido no acelerador Cooft-Walton, em uma fonte de plasma.

¹*Silicon Microstrip Detector* - Detector de Microfibra de Silício

²*Advanced Computer Project* - Projeto de Computador Avançado

³descrevemos aqui o Tevatron como na época da tomada de dados do experimento E769

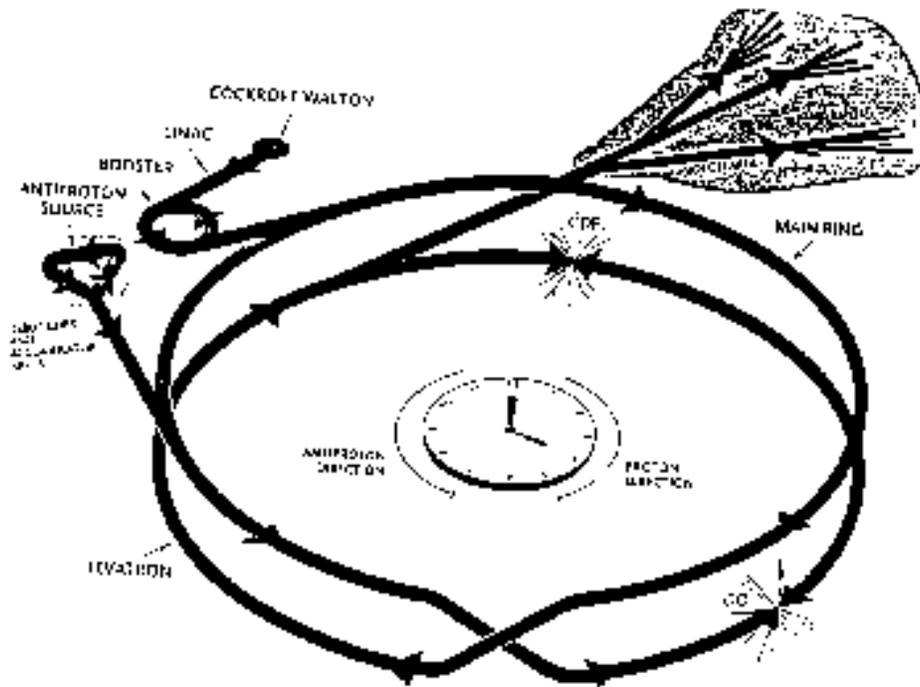


Figura 3.1: Conjunto de aceleradores do Tevatron.

Elétrons do plasma interagem com átomos de césio no catodo da fonte, produzindo íons H^- . Uma vez fora da câmara de plasma os íons são acelerados eletrostaticamente até 18 KeV e entram em uma coluna aceleradora onde sofrem nova aceleração eletrostática, dessa vez até 750 KeV . A essa energia os íons deixam o Cockroft-Walton e entram no acelerador linear (LINAC).

O LINAC consiste de uma série de tubos de arrasto separados por intervalos regulares. Um potencial RF é aplicado nos tubos de modo que a partícula é acelerada pelo campo entre os tubos e blindada do campo de frenagem. Devido à velocidade crescente dos íons, cada tubo é mais longo do que seu predecessor, e ao fim de 160 m os íons atingem 200 MeV .

Ao sair do LINAC os íons atravessam uma folha de carbono que extrai os prótons,

que são então injetados no *Booster*, o primeiro de uma série de 3 aceleradores do tipo síncrotron, com 75 m de raio. Nesse tipo de acelerador, as partículas são aceleradas em uma disposição circular de tubos de arrasto. Dipolos e quadropolos magnéticos são usados, respectivamente, para o encurvamento e o focalização do feixe. Os prótons deixam o *Booster* com uma energia de 8 GeV.

Os p vão para o Anel Principal, um síncrotron de 1 km de raio, aonde são acelerados até 150 GeV e injetados no Anel Supercondutor ou Tevatron. Uma parte desses p , contudo, é extraída do Anel Principal e guiada até um alvo de cobre/níquel. Uma lente de lítio⁴ é utilizada para focalizar as partículas produzidas, e dentre essas são selecionados, através de campos magnéticos, \bar{p} da ordem de 8 GeV. Por resfriamento estocástico, um dispersador reduz a incerteza de *momentum* desses \bar{p} de 4 % para 0,2 %. Apenas um "bom" \bar{p} é produzido para cada 10^5 p lançados no alvo, assim os \bar{p} são estocados em um acumulador até que atinjam número suficiente para uso nas colisões. Esse processo de acumulação leva cerca de 5 horas, depois das quais os \bar{p} vão então para o Anel Principal, onde atingem 150 GeV e são também injetados no Anel Supercondutor Tevatron.

O Tevatron ocupa o mesmo túnel que o Acelerador Principal, ficando ~ 1 m abaixo deste. Esse síncrotron tem as mesmas dimensões do Anel Principal, mas produz campos magnéticos mais intensos graças ao uso de magnetos supercondutores como dipolos. A uma temperatura de operação de 4,7 K, esses magnetos produzem um campo de 3 T, permitindo que os p e \bar{p} atinjam 900 GeV. As cavidades de radiofrequência do Tevatron distribuem os p (e \bar{p}) em 6 agrupamentos de 30 cm de comprimento, cada qual contendo

⁴Um cilindro de **Li** líquido dentro do qual é gerado um campo magnético

Etapa	Energia
Cockroft-Walton	750 KeV
LINAC	200 MeV
<i>booster</i>	8 GeV
Anel Principal	150 GeV
Tevatron	900 GeV

Tabela 3.1: Energias típicas com as quais um próton deixa cada etapa do Tevatron.

cerca de 10^{11} p (ou 5×10^{10} \bar{p}). Os agrupamentos permanecem girando em sentidos contrários e sendo utilizados nas colisões até que a densidade de partículas fica reduzida demais devido a colisões com gases residuais no tubo de vácuo. Esse tempo de vida é chamado de estoque, e vai de 12 a 18 horas, durante as quais o Anel Principal continua produzindo \bar{p} para o estoque seguinte.

Os agrupamentos de p e \bar{p} se cruzam em 6 pontos ao longo do Tevatron. Existem detectores em 3 desses pontos, e nos restantes os feixes opostos são separados de modo a evitar perdas por colisões não observáveis. Nas regiões dotadas de detectores, quadrupolos adicionais reduzem a largura do feixe para $\sigma_{XY} = 40 \mu m$, aumentando a probabilidade de interação $p\bar{p}$. Embora essa σ_{XY} seja pequena em relação à resolução dos detectores, é incluída como erro na determinação do *momentum*.

3.2 Sistema de Identificação do Feixe

A partir do feixe de prótons do Tevatron é gerado um feixe misto contendo vários tipos de partículas direcionado para o setor de alvo fixo do Fermilab. No experimento E769 utilizamos feixes de prótons, káons e píons (e respectivas anti-partículas), o que possibilita o estudo da dependência entre produção e partícula incidente.

A identificação do feixe que incide sobre o alvo em um certo evento é realizada por

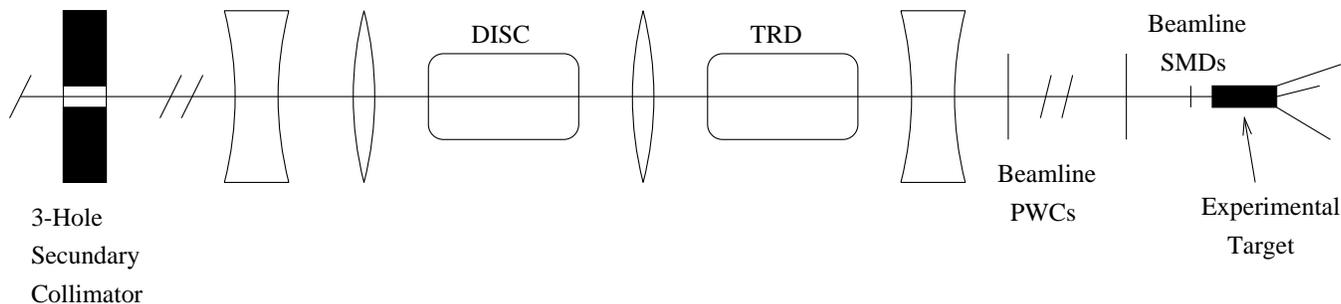


Figura 3.2: Sistema de Identificação de Feixe.

um conjunto de dois detectores posicionados (figura 3.2) na linha de feixe, antes do alvo, dentro do TPL. Nas próximas seções descreveremos esses detectores: o DISC e a TRD.

3.2.1 DISC

O funcionamento do DISC (*Differential Isochronous Self-Collimating*) se baseia em um fenômeno eletromagnético conhecido como Efeito Cerenkov [39], como em outro dois detectores do espectrômetro descritos posteriormente. Esse fenômeno se caracteriza pela emissão de radiação eletromagnética por partículas que atravessem um meio físico a uma velocidade superior à velocidade da luz naquele mesmo meio - $v > c'$.

A taxa de produção de radiação Cerenkov num certo meio é dada por

$$\frac{dN}{dl} = 2\pi\alpha \int \left[1 - \frac{1}{\beta^2 \eta^2(\lambda)}\right] \epsilon(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.1)$$

onde $\alpha = \frac{1}{137}$, $\eta(\lambda)$ é o índice de refração do meio para luz de comprimento de onda λ , $\epsilon(\lambda)$ é a eficiência do detector para luz de comprimento de onda λ e $\beta = \frac{\|\vec{p}\|}{E}$, sendo que a direção de propagação dessa radiação depende do comprimento de onda:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta\eta(\lambda)} \quad (3.2)$$

Como pode ser observado em 3.2 partículas de mesmo *momentum* e de massas diferentes emitirão radiação em direções diferentes. O objetivo do detector é determinar, através de um sistema de espelhos e diafragmas, o ângulo de emissão de partículas que atravessem seu interior. Ao medir a intensidade e a direção da radiação Cerenkov eventualmente emitida e combinar tais informações com o \vec{p} da partícula incidente pode-se determinar a identidade da mesma.

O DISC consiste basicamente em um cilindro de 50 *cm* de diâmetro e 5 *m* de comprimento alinhado ao feixe e preenchido com **He**. Dentro desse cilindro o anel de radiação emitido por uma partícula é refletido por um espelho esférico, ultrapassa um diafragma anelar e é finalmente coletada por 8 fotomultiplicadoras. O detector foi ajustado para que a radiação emitida por K^- (a 250 *GeV*) seja coletada, normalmente, por 6 fotomultiplicadoras. Já π^- que atravessem o detector terão sua radiação coletada por apenas 1 fotomultiplicadora (em média).

Os sinais dessas fotomultiplicadoras são levados a conversores analógico-digitais e armazenados para a fase da reconstrução, quando se estabelece a probabilidade relativa de que a partícula seja um π^- ou um K^- . O DISC foi utilizado apenas na primeira fase da tomada de dados ("Run" negativo), onde se determinou que o feixe consistia 93% de π^- e 5,2% de K^- .

3.2.2 TRD

No segundo período da tomada de dados empregou-se feixe positivo constituído de p (35 %), K^+ (6 %) e π^+ (59 %). O DISC é capaz de identificar K mas não foi preparado para distinguir p de π , fornecendo portanto uma identificação incompleta do feixe positivo. Assim foi utilizado o TRD [40, 41] (sigla de *Transition Radiation Detector* - Detector de Radiação de Transição) para fazer essa distinção.

Partículas carregadas atravessando um meio físico produzem, ao seu redor, campos eletromagnéticos cujas características dependem das propriedades dielétricas desse meio. Na passagem de uma partícula de um meio para outro com propriedades dielétricas diferentes ocorre um ajuste do campo magnético ao novo meio, com liberação de energia eletromagnética em forma de radiação de transição. A energia liberada é dada por:

$$W = \frac{2}{3}\alpha w_p \gamma \quad (3.3)$$

com

$$w_p = \frac{4\pi\alpha Z N_A \rho}{A m_e} \quad (3.4)$$

onde γ é o Fator de Lorentz do meio, ρ a densidade de elétrons, N_A o número de Avogadro e m_e a massa do elétron. Observando as equações verifica-se que partículas de mesmo *momentum* e massas diferentes (portanto diferentes velocidades) emitirão em

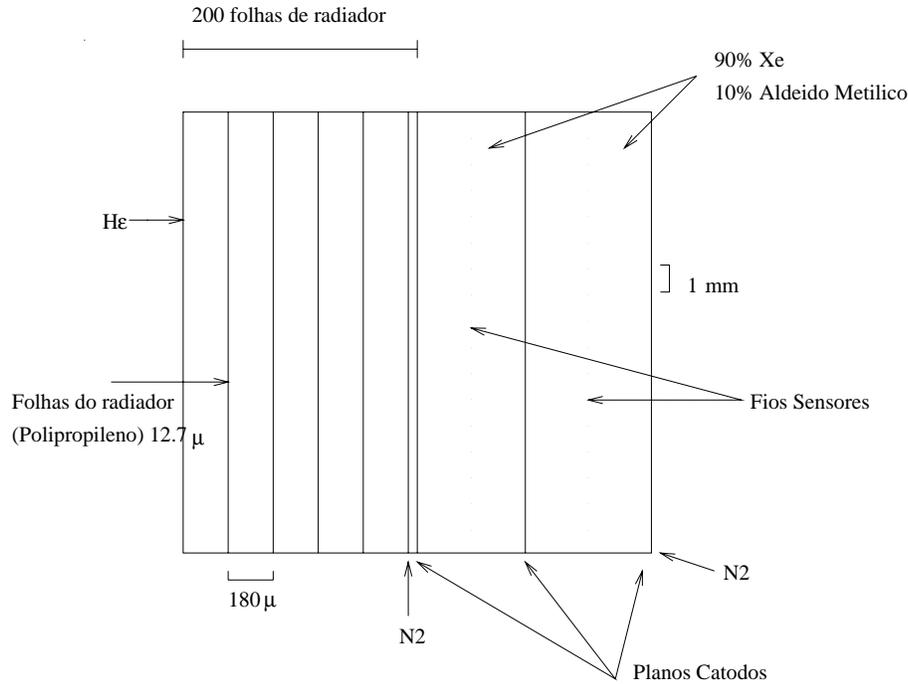


Figura 3.3: Módulo do TRD.

energias diferentes, o que permite a identificação da partícula através da medida dessa energia.

O TRD é um detector construído com o fim de medir a energia da radiação de transição emitida pelas partículas do feixe, todas com o *momentum* conhecido de 250 GeV . Assim o DISC fornece identificação positiva para K^+ enquanto o TRD distingue p de π^+ , com a identificação final das partículas de feixe obtida a partir da combinação das informações de ambos os detectores e representada por probabilidades.

O detector é dividido em 24 módulos (figura 3.3), cada um uma câmara contendo folhas de polipropileno alternadas por compartimentos de gás **He** para provocar a emissão de radiação de transição quando a partícula muda de um meio para o outro. Essa radiação, geralmente na faixa de energia dos Raios X, é medida através de câmaras de arrasto ⁵

⁵esse tipo de detector é descrito com mais detalhe em sessões posteriores

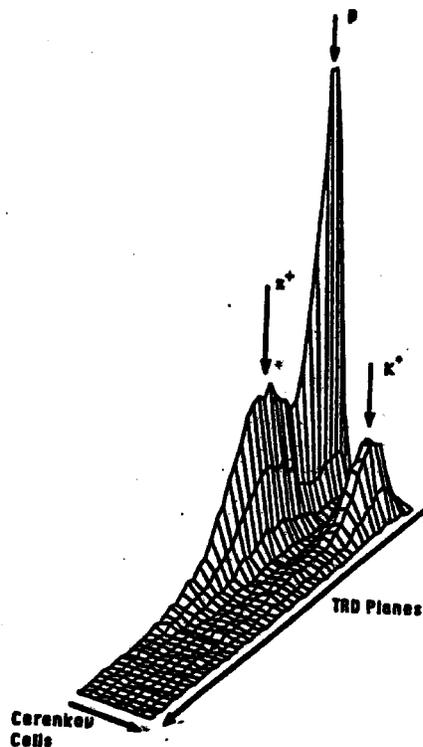


Figura 3.4: Identificação das Partículas através do TRD \times DISC.

preenchidas por uma mistura gasosa rica em Xenônio, gás mais sensível a essa faixa de energia.

A medida da energia é dada diretamente pelo número de planos de câmaras excitados pela passagem da radiação. Tipicamente prótons produzem sinais em 3 planos, enquanto π produzem sinal em 15 planos. Ainda assim, existem regiões onde o número de planos não é capaz de fornecer uma informação precisa, o que gera a forma probabilística do resultado.

A figura 3.4 apresenta um gráfico com os resultados da identificação das três partículas do feixe combinando as informações obtidas do TRD e do DISC.

3.3 Alvo

Uma das características mais importantes do experimento e769 foi o uso de um alvo composto de vários materiais diferentes (figura 3.5), o que permite estudar a dependência da produção com o peso atômico do alvo. Foram usados 4 elementos (**Be**, **Al**, **Cu** e **W**) dispostos em 26 folhas.

A identificação da folha do alvo atingido em cada interação é obtida através da localização espacial dessa interação, através da reconstrução de trajetórias e vértices pelos vários detectores do espectrômetro. Para otimizar essa identificação as folhas são separadas por um intervalo de 1,3 *mm* e dispostas em uma ordem específica para minimizar a ocorrência de espalhamentos múltiplos.

Fazem parte do conjunto do alvo um sistema de 3 placas de cintilador ligadas a fotomultiplicadoras, que atuam junto ao Sistema de Gatilho. As duas primeiras, a montante do alvo, servem para garantir que o sistema de aquisição de dados considere apenas eventos onde a partícula do feixe esteja alinhada com o eixo do espectrômetro. Para isso o segundo cintilador tem um buraco circular de diâmetro 2 *cm* centrado no eixo de propagação do feixe de modo que partículas que estejam alinhadas com esse eixo produzam sinal primeiro cintilador (chamado Contador de Feixe) mas não no segundo (Halo).

A terceira placa é colocada a jusante do alvo, e fornece a informação da ocorrência de interação entre o feixe e o alvo, exigindo-se para isso um sinal correspondente à passagem de no mínimo 5 partículas carregadas pelo cintilador. Esse cintilador recebe o nome de Contador de Interação, e eventos onde essa condição não for satisfeita são ignorados pelo Sistema de Aquisição de Dados.

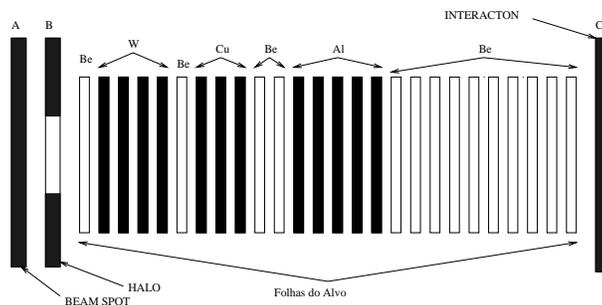


Figura 3.5: Alvo e769.

3.4 Espectrômetro

Realizada a interação entre a partícula do feixe e o alvo, os produtos dessa interação atravessam total ou parcialmente o espectrômetro E769. O objetivo desse conjunto de detectores é reconstruir a trajetória dessas partículas, identificá-las e medir seu *momentum* e energia. Para isso conta com uma vasta gama de detectores e dispositivos eletrônicos e digitais de aquisição e processamento de dados.

3.4.1 SMD

A passagem de uma partícula carregada por uma junção semi-condutora PN dopada ioniza o meio liberando pares elétron-buraco. Aplicando-se uma diferença de potencial nesse material pode-se coletar o elétron e produzir um sinal eletrônico. Os Detectores de Microtrilhas de Silício (SMD - *Silicon Microstrip Detector*) baseiam-se nesse fenômeno para obter informação sobre traços de partículas carregadas com uma resolução da ordem de microns, muito superior aos detectores baseados em câmaras a fio.

O SMD consiste de vários planos, compostos de pequenas placas como a esquematizada na figura 3.6. Cada placa é formada de uma lâmina de silício do tipo N de $\sim 300\mu m$ de espessura, com trilhas de material do semiconductor do tipo P em uma das faces para

coletar os elétrons liberados. Cada trilha tem $30 \mu m$ de largura e a distância entre elas é de $50 \mu m$. Toda a estrutura é polarizada reversamente, com cada estria P conectada a um pré-amplificador.

Quando uma partícula carregada atravessa a lâmina produz um sinal na estria mais próxima à sua passagem, e esse sinal é amplificado e coletado pelo sistema de aquisição de dados. Com a justaposição de planos com trilhas dispostas em direções perpendiculares é possível determinar a posição de passagem da partícula, e a posterior reconstrução de sua trajetória. Foram utilizados planos com 3 diferentes orientações : x , y e v (a $20,5^\circ$ de x), sendo que dois planos foram colocados a montante do alvo, para localizar as partículas do feixe, e 11 planos a jusante.

Na figura 3.7 temos a distribuição desses planos ao longo do eixo z , e na tabela 3.2 o número de estrias em cada plano. Nas placas dos planos BX e BY o espaçamento entre trilhas é de $25 \mu m$ enquanto que nas restantes é de $50 \mu m$, fornecendo uma resolução de $16 \mu m$ e $21 \mu m$ respectivamente. Para a localização dos vértices essa resolução é de $15 \mu m$ nos eixos x e y e $100 \mu m$ no eixo z .

Plano de SMD	No. de estrias
BX	688
BY	688
X1	512
Y1	512
V1	512
Y2	767
X2	512
V2	767
X3	512
Y3	1000
V3	1000

Tabela 3.2: Características dos planos de SMD

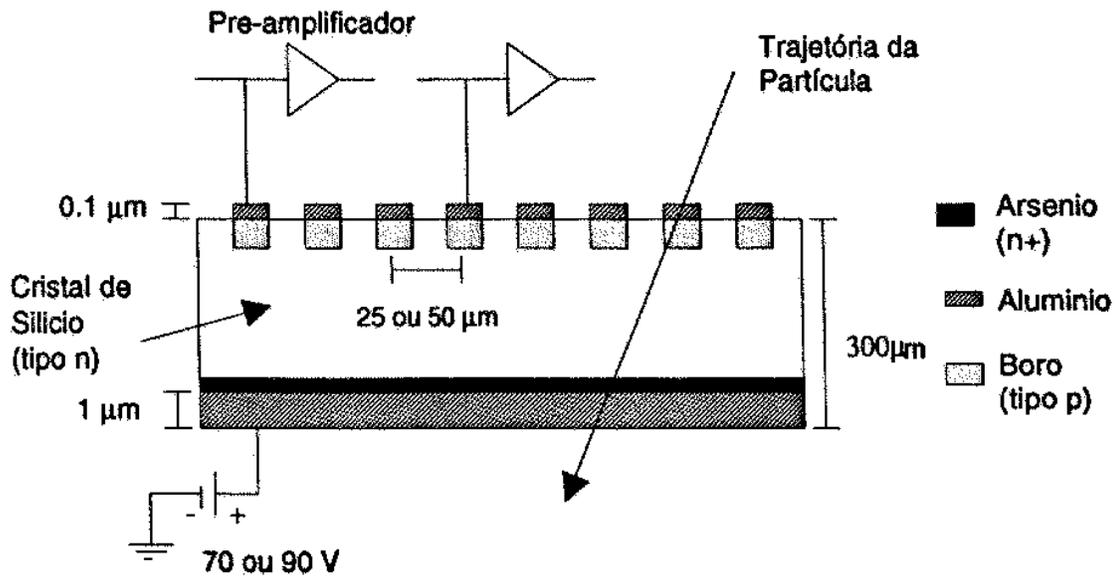


Figura 3.6: Visão esquemática de uma placa de SMD.

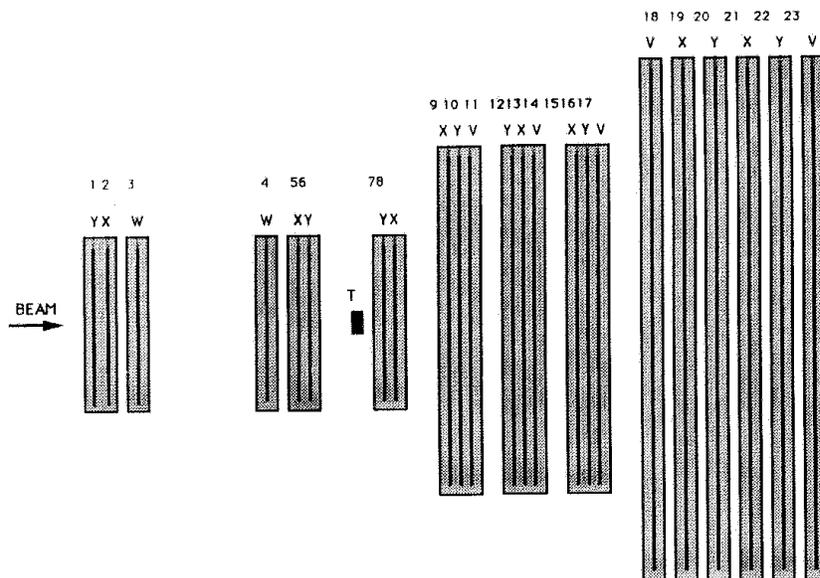


Figura 3.7: Distribuição dos Planos de SMD.

3.4.2 Magnetos

O impulso \vec{p}_k imposto a uma partícula carregada que atravessa um região permeada por um campo magnético é expressa por

$$\vec{p}_k = q \int \vec{B} \wedge d\vec{l} \quad (3.5)$$

Para $\vec{p}_k \ll |\vec{p}|$

e essa partícula é defletida de um ângulo θ em relação à sua trajetória original dado por

$$p = \frac{p_k}{\theta}. \quad (3.6)$$

Assim, ao medir o desvio na trajetória de uma partícula carregada ao atravessar um campo magnético conhecido pode-se obter o valor de seu *momentum* linear, bem como o sinal de sua carga.

Com essa finalidade o espectrômetro E769 utiliza dois Magnetos, M1 e M2, como mostra a figura 3.8. O primeiro opera com uma corrente de $2,5 \text{ kA}$ e o segundo com $1,8 \text{ kA}$. Um mapeamento do campo magnético foi incluído no programa de reconstrução da E769.

Os magnetos produzem campos orientados na direção y , acarretando desvios na direção x (horizontal). Para determinar o desvio sofrido pelas partículas, cuja trajetória original é

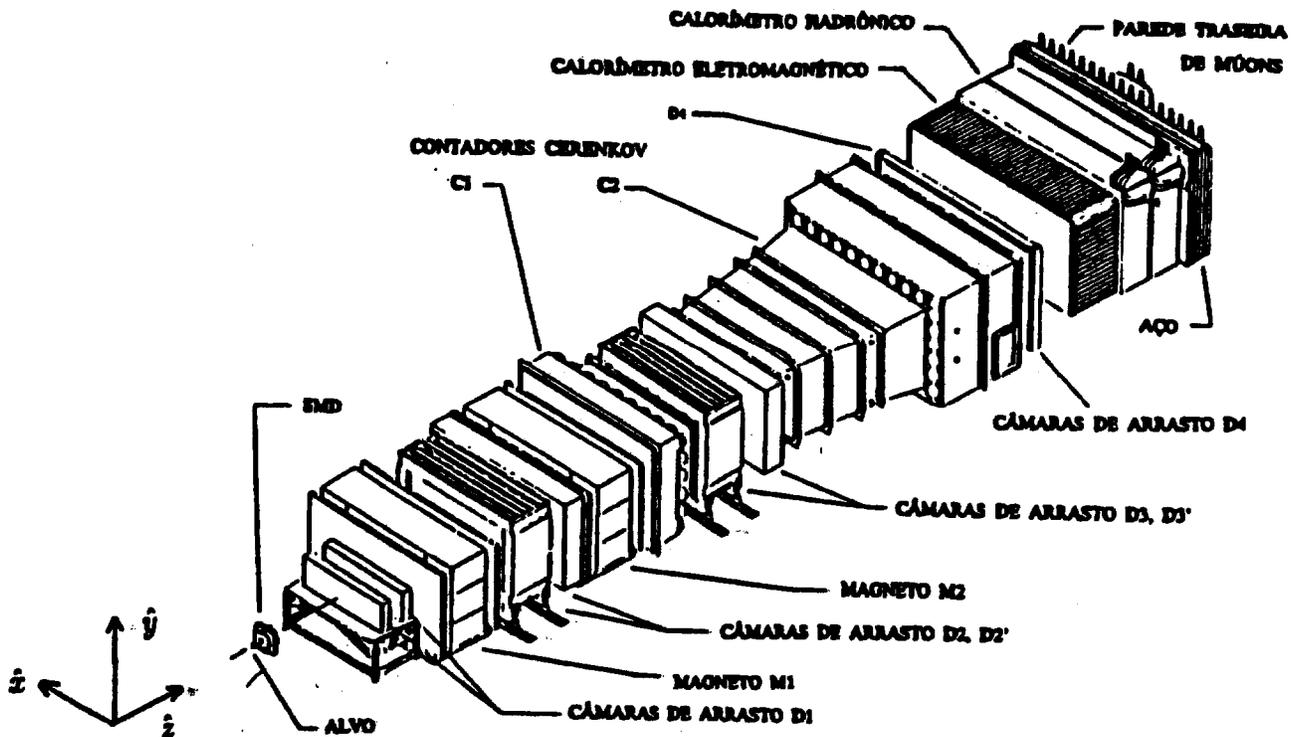


Figura 3.8: Visão geral do Espectrômetro E769.

determinada pelo sinal dos primeiros planos de SMD, são usados sinais dos planos seguintes de SMD e das Câmaras a Fio.

3.4.3 Câmaras a fio

Ao atravessar um meio material, uma partícula carregada pode ionizar átomos do mesmo, criando uma trilha de íons ao longo de sua trajetória. Se um campo elétrico for aplicado nesse meio pode-se coletar os elétrons resultantes da ionização e produzir um sinal eletrônico. Assim trabalham as câmaras a fio, coletando os elétrons em fios dispostos em grade de modo a determinar a posição da passagem da partícula.

No presente experimento foram utilizados dois tipos de câmaras a fio: câmaras de arrasto e câmaras proporcionais. No primeiro caso a câmara é construída de modo a determinar a distância entre a trajetória da partícula e o anodo mais próximo que coleta o sinal; no segundo o sinal elétrico produzido é proporcional ao número íons produzidos pela passagem da partícula. Arranjos de várias câmaras permitem reconstruir ponto a ponto a trajetória das partículas. Como no caso do SMD, planos com fios orientados em diferentes direções permitem localizar espacialmente a trajetória.

A distância entre os fios é determinada a partir de um compromisso entre o aumento da resolução da câmara, que implica em uma distância menor, e a estabilidade da câmara como um todo, uma vez que acima de uma certa tensão existe o risco do processo de ionização se espalhar por toda a câmara, saturando-a. O melhor valor [42] fica em torno de 2 *mm*.

Câmaras de Arrasto

Essas câmaras consistem em planos de fios paralelos em uma caixa preenchida com uma mistura de partes iguais de argônio e etano. Os planos se alternam entre planos sensores e planos catodos, e nos planos sensores temos fios sensores (anodos) alternados com fios modeladores de campo elétrico. Acrescenta-se 1,5 % de etanol à mistura gasosa para evitar centelhamentos que carbonizariam os fios sensores.

Os elétrons liberados na ionização do gás pela passagem de uma partícula carregada migram para os anodos a uma velocidade razoavelmente constante, a velocidade de arrasto v_a (cerca de 40 $\mu m/ns$). A determinação da distância entre o ponto de ionização do gás e o fio anodo é feita a partir da velocidade de arrasto e do tempo decorrido entre a passagem

da partícula (determinada pelos cintiladores à jusante do espectrômetro) e a coleta do sinal. Assim, um plano com fios sensores dispostos na direção y determina a posição x da passagem da partícula. A ambiguidade “direita-esquerda”, relativa à impossibilidade de se distinguir de que lado de um fio sensor estão os elétrons, é removida pelo uso de mais de um plano na mesma direção.

Quatro conjuntos de Câmaras de Arrasto (D1 a D4), num total de 35 planos, são utilizados no rastreamento de trajetórias. Os fios tem orientações \mathbf{V} , \mathbf{X} e \mathbf{U} , como mostra a figura 3.9. Não existem planos de fios horizontais por que a gravidade impediria que eles fossem completamente esticados. Na câmara D1, que se encontra em uma região de grande densidade de trajetórias, a redução das possíveis ambiguidades é conseguida com planos adicionais na direção \mathbf{X}' , paralela a \mathbf{X} mas deslocada em relação a esta, permitindo melhor resolução nessa coordenada. Cada conjunto de planos constitui um grupo, totalizando 11 grupos cada qual mantido em caixa própria. A distribuição dos planos ao longo do eixo \hat{z} bem como as características de cada plano são apresentadas na tabela 3.3.

Câmaras Proporcionais

Dois planos de Câmaras Proporcionais com 288 fios sensores são utilizados para melhorar a resolução da reconstrução de trajetórias. Esses dois planos são intercalados com os dois planos da câmara D1 (figura 3.8). Os fios sensores dessas câmaras são distendidos horizontalmente, fornecendo informação da posição em y .

Além desses dois planos um conjunto de pequenas Câmaras Proporcionais é disposto ao longo da linha de feixe para visualizar a posição e distribuição do feixe no plano XY .

	Plano	Tipo	Posição em z (cm)	Separação dos fios sensores (cm)	Nº. de fios sensores
D1	1	1U	153,6	0,4763	192
	2	1V	154,6	0,4763	192
	3	1X	158,7	0,4461	192
	4	1X'	159,6	0,4461	96
	5	2U	188,7	0,4763	256
	6	2V	189,7	0,4763	256
	7	2X	193,8	0,4461	256
	8	2X'	194,7	0,4461	96
D2	9	1U	382,4	0,8922	176
	10	1X	384,0	0,9525	192
	11	1V	385,5	0,8922	176
	12	2U	424,9	0,8922	176
	13	2X	426,5	0,9525	192
	14	2V	428,1	0,8922	176
	15	3U	466,6	0,8922	208
	16	3X	468,2	0,9525	224
	17	3V	469,8	0,8922	208
	18	4U	497,7	0,8922	208
	19	4X	499,3	0,9525	240
	20	4V	500,9	0,8922	208
D3	21	1U	928,3	1,4870	160
	22	1X	929,9	1,5875	160
	23	1V	931,5	1,4870	160
	24	2U	970,8	1,4870	160
	25	2X	972,4	1,5875	160
	26	2V	974,0	1,4870	160
	27	3U	1012	1,48 70	160
	28	3X	1014	1,5875	160
	29	3V	1016	1,4870	160
	30	4U	1044	1,4870	160
	31	4X	1046	1,5875	192
	32	4V	1048	1,4870	160
D4	33	U	1738	2,974	128
	34	X	1744	3,175	160
	35	V	1749	2,974	128

Tabela 3.3: Características das câmaras de arrasto

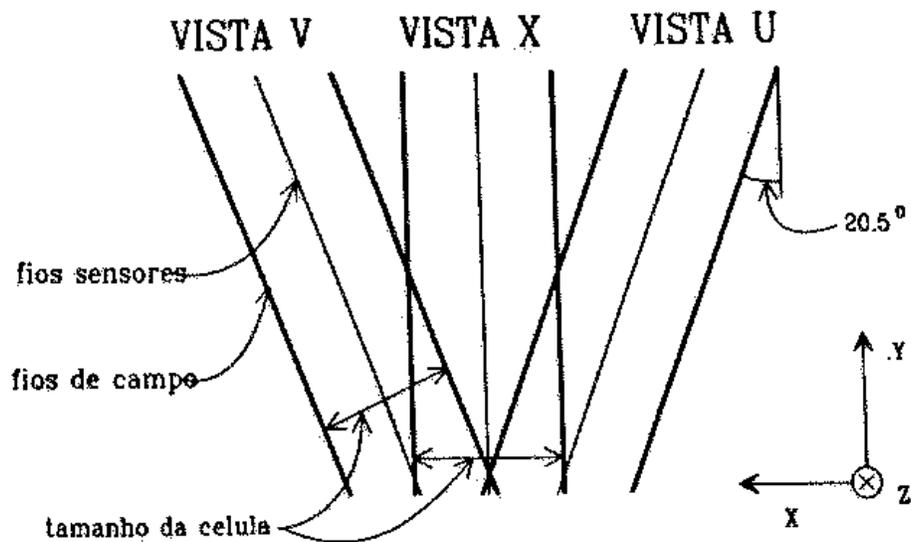


Figura 3.9: Diferentes orientações dos fios das Câmaras de Arrasto.

3.4.4 Cerenkov

O experimento E769 utiliza dois detectores Cerenkov de patamar, ou seja, que indicam a presença de radiação Cerenkov sem discriminação do ângulo de emissão. Esses detectores, mostrados na figura 3.10, consistem basicamente de caixas seladas à luz exterior, com atmosferas preparadas para a emissão de radiação Cerenkov na passagem de certas partículas específicas.

O número N_γ de fótons Cerenkov produzidos por uma partícula por unidade de comprimento de onda λ e de comprimento de trajetória l é dependente de sua massa e do índice de refração η do meio atravessado, como vemos abaixo:

$$\frac{\partial^2 N_\gamma}{\partial \lambda \partial l} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{p_{th}^2}{p^2}\right) ; \quad \alpha = \frac{1}{137} \quad (3.7)$$

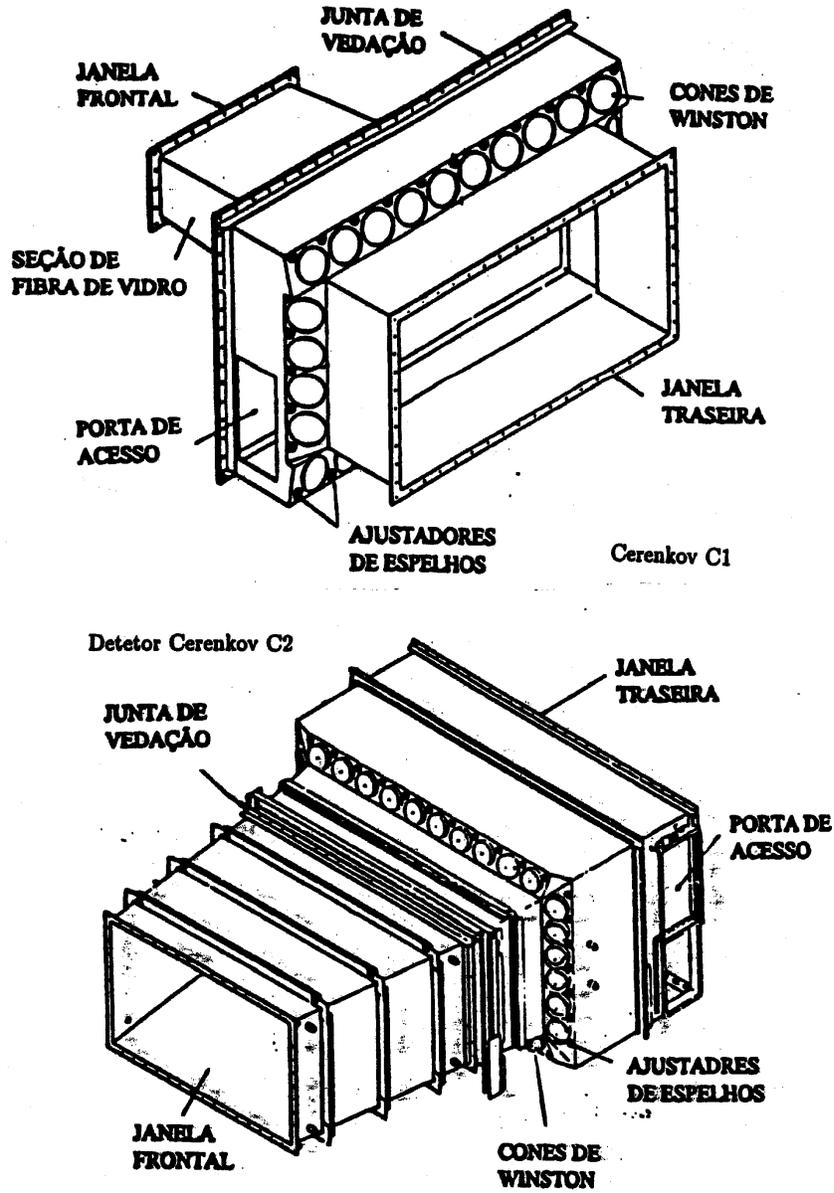


Figura 3.10: Detectores Cerenkov.

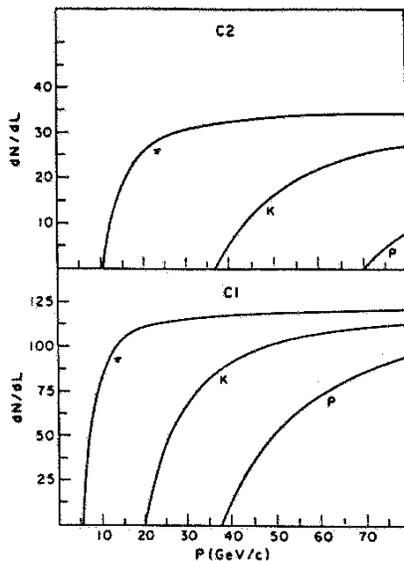


Figura 3.11: Emissão de radiação Cerenkov para diferentes partículas nos contadores C1 e C2.

onde p_{th} é o *momentum* limiar de emissão Cerenkov para uma partícula de massa m segundo:

$$p_{th} = \frac{mc}{\sqrt{2\epsilon}}; \quad \epsilon = \eta - 1 \tag{3.8}$$

Pode-se portanto ajustar p_{th} para os valores desejáveis ao experimento selecionando um meio com η adequado. Na figura 3.11 temos a previsão de emissão para os dois contadores, C1 e C2, em função do *momentum* p . Essa previsão leva em conta radiações de comprimento de onda λ entre 1,6 e 5,0 μA e partículas com p entre 5 e 35 GeV .

A radiação emitida dentro dos contadores é refletida em arranjos de espelhos e coletada em fotomultiplicadoras. A partir do *momentum* conhecido da partícula calcula-se a intensidade da radiação que a mesma emitiria ao atravessar os contadores, que comparados aos valores medidos pelas fotomultiplicadoras permitem o cálculo de probabilidades

partícula	Prob. <i>a priori</i>
e	0,01
μ	0,01
π	0,84
K	0,12
p	0,04

Tabela 3.4: Probabilidade *a priori* na identificação das partículas.

de que a radiação seja originada por e , μ , π , K ou p . Os valores são normalizados de modo a fornecer uma probabilidade total igual a 1. O processo leva em consideração a "probabilidade *a priori*" (tabela 3.4) associada a cada uma dessas partículas, calculada a partir de modelos teóricos e de resultados anteriores, e que funciona como melhor estimativa na ausência de informações do Cerenkov.

3.4.5 Calorímetros

Acima de 100 MeV , partículas atravessando material perdem energia quase que exclusivamente por "*brehmsstrahlung*", emitindo γ que carregam grande parte da energia da partícula original. Os γ com mais de 100 GeV interagem basicamente por criação de pares e^+e^- , que por sua vez dão início a novos processos de "*brehmsstrahlung*", num ciclo contínuo até que a energia das partículas resultantes caia para um nível abaixo de 100 MeV , quando outros processos de dissipação de energia tornam-se mais importantes. O conjunto de partículas formadas nessa sucessão de processos é conhecido como CHUVEIRO, e a direção do chuveiro é basicamente a mesma da partícula original.

O comprimento total de todas as trajetórias de partículas carregadas que fazem parte de um chuveiro é proporcional à energia E_0 da partícula que originou esse chuveiro. Logo, medindo esses comprimentos é possível determinar E_0 . Define-se como COMPRIMENTO

DE RADIAÇÃO (L_{RAD}) de uma partícula em um determinado meio a distância que a mesma percorre até perder, através de "brehmsstrahlung", 64 % de sua energia original. Esse é o princípio por trás do funcionamento dos calorímetros eletromagnéticos, que são construídos com uma sucessão de camadas de material radiador (onde ocorre o "brehmsstrahlung") e de sensores que medem a deposição de energia e produzem um sinal proporcional à energia da partícula que iniciou o processo. Uma vez que a partícula inicial é destruída no processo esse tipo de detector deve ser posicionado na parte final do espectrômetro.

Um princípio semelhante é utilizado nos calorímetros hadrônicos, usados para coletar a energia de hádrons. Essas partículas produzem chuviros semelhantes aos chuviros eletromagnéticos, mas de maior profundidade, o que exige detectores mais extensos. Para interações hadrônicas a distância percorrida pela partícula até que ela deposite 64 % de sua energia é definida como COMPRIMENTO DE INTERAÇÃO.

Outra característica distinta dos chuviros hadrônicos é sua maior transversalidade [43], uma vez que 50 % da energia dos hádrons é gasta na produção de hádrons secundários de *momentum* transverso alto (tipicamente $\sim 350 MeV$) enquanto o restante se dissipa em partículas longitudinais rápidas.

O experimento E769 utiliza um calorímetro eletromagnético denominado SLIC e um calorímetro hadrônico denominado Hadrômetro. Esses detectores são construídos de tal maneira que os chuviros eletromagnéticos sejam quase completamente dissipados dentro do SLIC, enquanto os chuviros hadrônicos atravessem esse detector se estendendo até o interior do Hadrômetro. Fazemos uma breve descrição desses calorímetros a seguir:

SLIC

SLIC é a abreviatura de *Segmented Liquid Ionization Chamber*, Câmara Líquida de Ionização Segmentada. Esse detector é montado dentro de uma caixa de madeira (figura 3.12), onde são colocadas 60 camadas de **Al** corrugado, cobertas de uma camada de 0,3 cm de chumbo revestido de Teflon (utilizado para facilitar a reflexão total da luz produzida). Os espaços entre as camadas são preenchidos com líquido cintilante, sensível à passagem de partículas dos chuveiros produzidos no chumbo, que funciona como radiador. Além de coletar a energia emitida o SLIC também fornece localização das trajetórias, obtida através de 3 diferentes orientações nas corrugações das camadas (Y na horizontal, e U e V a $\pm 20,5^\circ$ da vertical).

Cada camada de radiador representa $\frac{1}{3}$ do L_{RAD} , assim o SLIC inteiro tem 20 Comprimentos de Radiação. O cintilador líquido utilizado é o NE235A, que preenche cada corrugação de maneira que a mesma se comporta como um hodoscópio⁶, cujos sinais são coletados e direcionados para fotomultiplicadoras. Os sinais produzidos pelo SLIC são utilizados na identificação de e^- , e^+ , γ e π^0 , além de desempenhar um papel importante no Sistema de Gatilho.

Hadrômetro

No Hadrômetro os chuveiros são produzidos em 18 camadas sucessivas de aço de 1 polegada de espessura, alternadas com cintilador plástico de $\frac{3}{8}$ de polegada. Os cintiladores são envolvidos em folhas de Alumínio para produzir reflexão interna da luz. A localização

⁶hodoscópio - placa de plástico cintilador com uma das extremidades ligada a um guia de luz, por sua vez conectada a um tubo fotomultiplicador

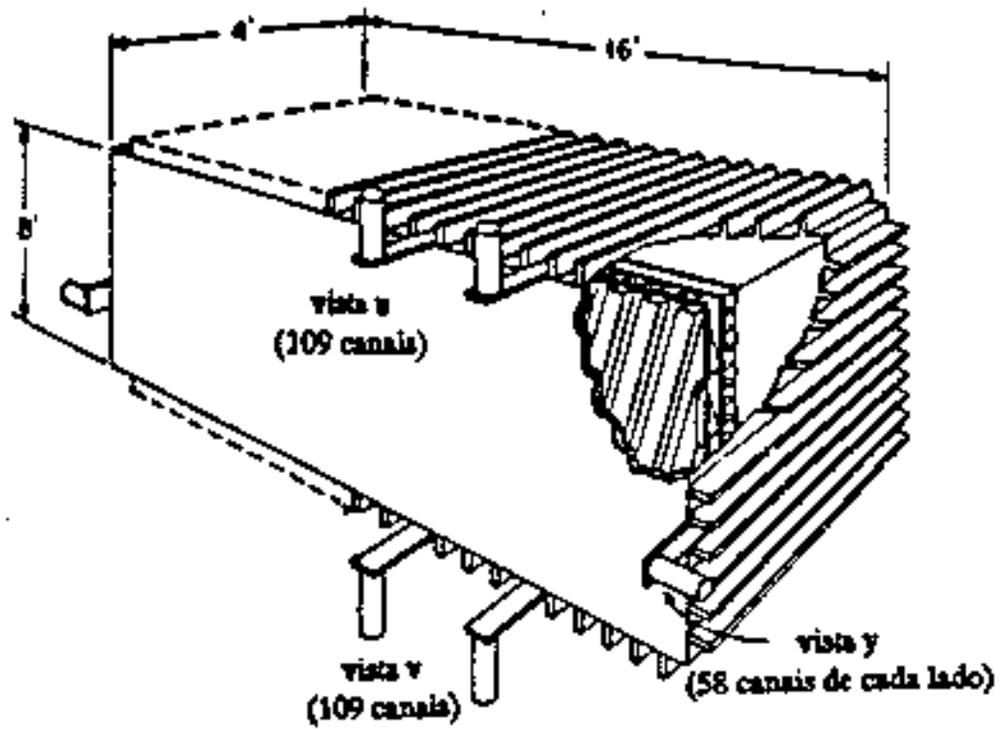


Figura 3.12: Corte do SLIC.

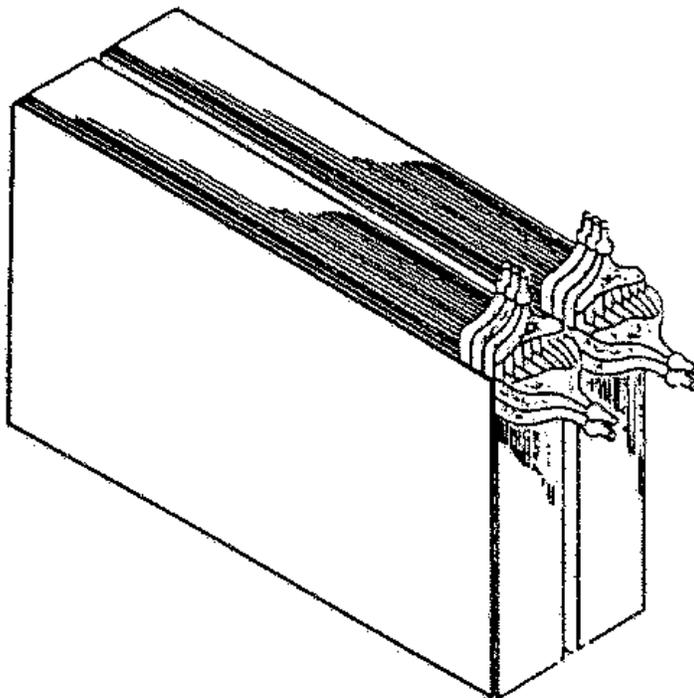


Figura 3.13: Corte do Hadrômetro.

espacial das trajetórias é obtida com os cintiladores orientados nas direções X e Y, intercaladamente. São 66 canais X e 76 canais Y. No total, o Hadrômetro representa 6 comprimentos de interação, e seus sinais são utilizados principalmente pelo Sistema de Gatilho. A figura 3.13 mostra a estrutura desse detector.

3.4.6 Barreira de Aço

Imediatamente após o Hadrômetro existe uma parede de 1,5 m de espessura construída com aço de construção naval. Essa parede detém quaisquer partículas que atravessem o Hadrômetro, exceto por neutrinos e múons com mais de 5 GeV.

3.4.7 Paredes de μ

Existem dois arranjos de hodoscópios destinados à detecção de múons, as Paredes de Múons. A Parede de Múons Posterior fica logo após a Barreira de Aço, e através dela pode se obter informações a respeito dessas partículas.

Já a Parede de Múons Anterior é montada a jusante do alvo, com um buraco para a passagem do feixe, e detecta múons provenientes de outros experimentos bem como raios cósmicos. A partir dos sinais dessa parede pode-se subtrair esses múons, que não tem relação com as interações do feixe com o alvo, daqueles múons detectados pela Parede de Múons Posterior.

O Sistema de Gatilho utiliza os sinais desses detectores, particularmente um sinal na Parede Posterior que mostre dois múons simétricos em relação ao eixo do feixe, sugerindo a ocorrência de um decaimento de partícula que contenha 2 múons em seu estado final. As paredes são também utilizadas na calibração dos calorímetros.

3.5 Sistema de Gatilho

Cada interação de uma partícula do feixe com outra do alvo, produzindo outras partículas que podem atravessar o detector, consiste em um evento. Embora apenas 6% das partículas incidentes chegue a sofrer esse tipo de interação, a taxa de ocorrência de eventos é alta demais para que o Sistema de Aquisição de Dados seja capaz de registrar 100% dos eventos ocorridos. É necessário utilizar um meio capaz de favorecer os eventos de maior interesse para o experimento. Essa é a função do Sistema de Gatilho, um conjunto de aparatos eletrônicos que, dependendo das características do evento ocorrido, emite um sinal para

o Sistema de Aquisição de Dados indicando que aquele evento deve ser registrado.

3.5.1 Critérios de Disparo

O Sistema de Gatilho foi projetado de modo a produzir a decisão, no curto espaço de tempo entre dois eventos sucessivos, de aceitar ou não um evento. Por isso sua estrutura deve ser a mais simples possível, baseando-se em critérios conhecidos que favoreçam eventos com charme, enfoque principal do E769, aumentando sua propoção na amostra final de eventos registrados.

Baseado no que foi feito com sucesso no Experimento E691, o E769 parte da informação [44] de que a produção de hádrons charmosos ocorre com um *momentum* transversal médio superior ao da produção de hádrons mais leves (Fig. 3.14). Para aproveitar esse aspecto da produção de charme, é feita no nível do gatilho uma soma ponderada (pesos maiores para canais mais externos em relação ao eixo \hat{z}) da energia proveniente dos canais do Calorímetro Hadrônico e do SLIC. O resultado dessa soma recebe o nome de Energia Transversa (E_T), em analogia ao *momentum* transverso.

Há também um conjunto de critérios que determina a ocorrência de uma boa interação do feixe com o alvo: um hodoscópio a juzante do alvo emite um sinal para um módulo discriminador, cujo patamar de disparo está ajustado para um sinal correspondente à passagem de 5 partículas, indicando a ocorrência de evento e sua multiplicidade. Esse é o Gatilho de Interação, ou INT. Estudos de Monte Carlo indicam que INT é 80% eficiente para partículas **c** e 50% eficiente para as demais. O gatilho básico da E769 consiste na coincidência entre o Gatilho de E_T e o INT, ou:

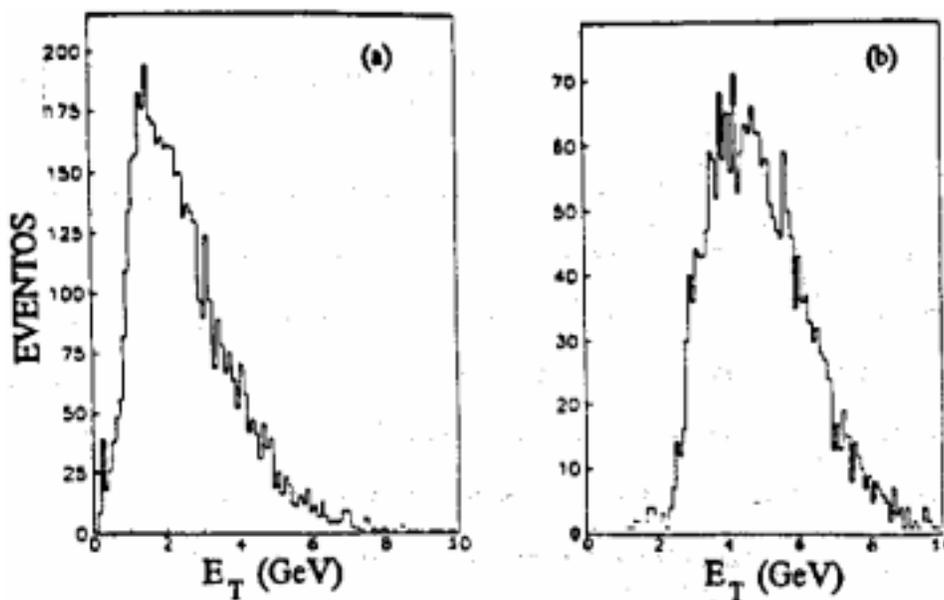


Figura 3.14: Distribuição dos valores de E_T para partículas charmosas e leves.

$$GAT = INT \cdot E_T \quad (3.9)$$

Se por um lado temos os sinais que indicam um evento de interesse, há também sinais específicos para descartar eventos de baixa qualidade. Dois exemplos importantes são o KB ("*Killer Bit*", bit eliminador) e o GB ("*Good Beam*", Bom Feixe). O primeiro indica um mal sinal no TRD, e é produzido por hodoscópios a montante e a juzante deste detector. Se uma partícula chega ao TRD antes que a partícula que a antecede deixe o mesmo, o que ocorre para separações menores do que 120 ns , o sistema produz o KB evitando que aquele evento seja registrado.

Para produzir o GB são utilizados dois hodoscópios quadrados (A e B) imediatamente a montante do alvo. O Cintilador B tem um buraco alinhado com o feixe, de forma que

as partículas do feixe produzam sinal em A mas não em B. Assim, se o feixe tem boa qualidade apenas A produzirá sinal:

$$GB = A \cdot \overline{B} \quad (3.10)$$

Como o GB é um pré-requisito para o sinal INT, o Gatilho padrão E769, responsável por aproximadamente 90% dos eventos registrados, fica sendo:

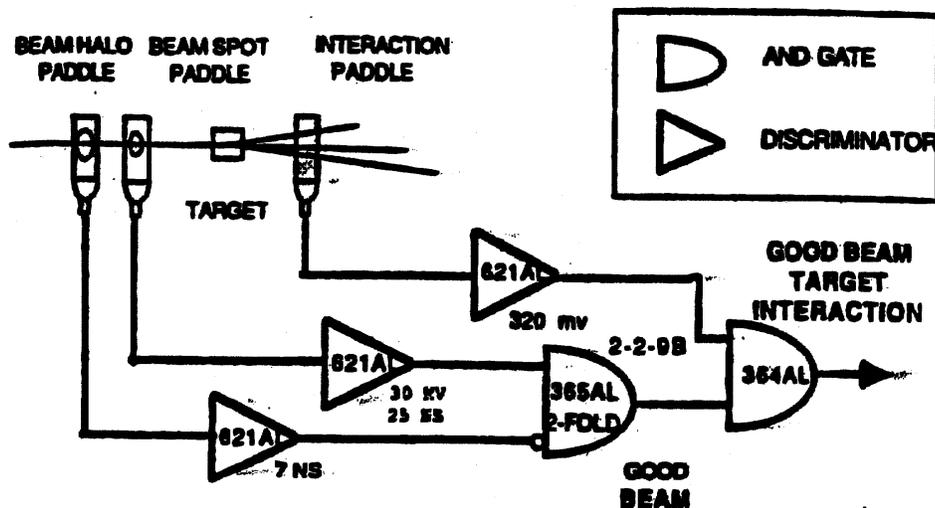
$$GAT = E_T \cdot INT \cdot \overline{KB} \quad (3.11)$$

Os 10% eventos restantes são produzidos com gatilhos diferentes com finalidades de calibração, testes, etc. Uma pequena fração dos eventos ($\sim 6\%$) foi registrada sem o requisito de E_T , sendo utilizada nos estudos de eficiência dos outros gatilhos.

Mesmo com a seleção obtida pelo Sistema de Gatilho, a taxa de ocorrência de eventos ainda é muito superior à capacidade de processamento e registro do Sistema de Aquisição de Dados, e mesmo à capacidade de processamento do Sistema de Gatilho como um todo. Assim, para que o sistema pudesse funcionar o gatilho INT foi escalonado em 500 vezes - apenas 1 a cada 500 eventos produzidos geram um sinal INT.

3.6 Sistema de Aquisição de Dados

Uma vez que um evento é aprovado pelo Sistema de Gatilho entra em ação o Sistema de Aquisição de Dados (DA), que organiza os sinais produzidos pelo evento e armazena os

Figura 3.15: *Good Beam* e INT.

mesmos de forma ordenada, em fitas magnéticas, para posterior análise.

Durante as Tomadas de Dados o TPL recebia o feixe em salvas de 22 s de duração, com intervalos de 38 s. Em cada salva foram gravados aproximadamente 10 mil eventos, numa taxa de aproximadamente 400 eventos por segundo. Toda a Tomada de Dados resultou em aproximadamente 400 milhões de eventos, registrados em 10 mil fitas de 9 trilhas.

Fisicamente o DA consistia de 7 bastidores CAMAC situados na sala de contagem, ligados por unidades controladoras de bastidor a um computador Vax 11/780. Esse computador servia como interface com os módulos e para monitoração do DA, mas não para leitura de eventos uma vez que a taxa de ocorrência dos mesmos era muito alta.

O processamento dos eventos era realizado por módulos ACP (*Advanced Computer Project*) instalados em bastidores e gerenciados por módulos de controle inteligentes [45]. Para aproveitar não apenas os 22 s de salva como também o intervalo no processamento dos eventos, os sinais de saída dos barramentos CAMAC eram armazenados em *buffers*,

onde ficavam armazenados até que um dos módulos ACP pudesse processá-los.

3.7 Reconstrução de Eventos e de MC

A análise dos dados produzidos pelo experimento leva em conta características físicas das partículas produzidas, tais como suas trajetórias, quadri-*momentum*, carga elétrica, etc. Como os eventos registrados em fita magnética consistem dos sinais eletrônicos produzidos no espectrômetro (conversores analógico-digital, conversores tempo-digital etc.), é preciso obter, a partir deste dado bruto, aquelas quantidades relevantes para a análise. Este é o processo de reconstrução, brevemente descrito a seguir.

3.7.1 Algoritmo de reconstrução

O passo inicial da reconstrução é a busca de trajetórias a partir dos sinais dos SMD's e das câmaras de arrasto. Sabendo-se os canais que apresentam sinal procura-se determinar as trajetórias que os produziram, o que é simples no caso de uma única trajetória passando pelo espectrômetro - a interpolação das coordenadas fornecidas por cada conjunto de planos leva diretamente à trajetória original. No entanto, os eventos produzidos no experimento E769 tem, tipicamente, multiplicidade alta. Isso complica bastante o procedimento, forçando o algoritmo a fazer uma série de tentativas até encontrar-se o melhor conjunto de trajetórias, entendido como aquele que produz o menor erro de interpolação. Neste processo alguns sinais são desconsiderados por serem oriundos de ruído ou simplesmente pela impossibilidade de associá-los a qualquer trajetória.

O programa inicia a busca de trajetórias no sistema de SMD, que apresenta alta eficiência e resolução. As trajetórias encontradas são então projetadas nas câmaras a fio

imediatamente à montante do magneto 1 (câmaras proporcionais e D1). Este procedimento reduz o número de possibilidades, simplificando a reconstrução de trajetórias nas câmaras.

As trajetórias são obtidas através de um algoritmo que calcula o valor do χ^2 para uma trajetória, onde o χ^2 é definido como

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{[p_i^p - p_i^m]^2}{\sigma_i^2} \quad (3.12)$$

onde n é o número de planos com um sinal; p_i^p é a posição prevista da trajetória no plano i ; p_i^m é a posição real no plano i e σ_i é o erro de posição do plano i .

Para um conjunto de pontos associa-se uma trajetória através da minimização de χ^2 . Processo similar é empregado com as câmaras D2 e D3 obtendo-se um novo conjunto de trajetórias que são, então, conectadas às obtidas com os planos de SMD e de D1 e o resultado é projetado em direção à D4 unindo-se as porções de trajetórias assim obtidas. O desvio sofrido pelas trajetórias nos magnetos permite determinar-lhes os *momenta* e o sinal da carga elétrica (equação 3.5).

Uma vez determinadas as trajetórias e *momenta*, o programa utiliza a informação dos Cerenkov para identificar as partículas segundo o processo descrito em 3.4.4. Os dados dos calorímetros permitem cálculos das energias e localização de chuveiros.

A etapa seguinte é uma busca pormenorizada de vértices: partindo de duas trajetórias, determina-se um vértice como consistindo do ponto de coordenadas x, y, z que satisfaça a condição χ^2/DOF menor que 2,0 onde DOF é o número de graus de liberdade do ajuste,

definido como

$$DOF = 4N - 3 \quad (3.13)$$

onde N é o número de trajetórias usadas para obtenção do vértice.

O processo continua até que todas as trajetórias tenham sido envolvidas e mais nenhum vértice seja encontrado. Os vértices assim obtidos terão, cada um, um número N de trajetórias, e cada evento terá um certo número de vértices.

Ao final do processo tem-se uma lista com todas as trajetórias e suas características acrescidas da identificação de partículas (na forma de probabilidades), uma lista de todos os vértices encontrados com as trajetórias que os constituem e finalmente informações de energia de cada partícula. As trajetórias de partículas neutras não são determinadas, cabendo ao usuário eventualmente obtê-las a partir das informações mantidas em fita, como energia e sinais dos calorímetros.

Os dados finais, já reconstruídos, são escritos em fita em um formato identificado como DST⁷, que reduz o número total de fitas necessário. Todo o processo de reconstrução tomou um ano de trabalho e foi realizado em 120 nós de ACP e em quatro Silicon Graphics 240-D.

3.7.2 Pair strip

A amostra de 400.000.000 de eventos registrada em formato DST é um volume muito grande para ser diretamente utilizado nas diversas análises dos dados produzidos. Um programa de pré-seleção, conhecido como *pair strip*, é utilizado para selecionar eventos e reduzir a amostra para um número mais facilmente trabalhável.

⁷iniciais de "Data Summary Tape"

O programa seleciona eventos que apresentem ao menos um vértice secundário com duas trajetórias reconstruídas pelo sistema de SMD e que satisfaçam a uma série de condições de qualidade (cortes). A amostra é reduzida para 40 milhões de eventos, uma redução de dez vezes. A tabela 3.5 lista os cortes empregados na obtenção da *pair strip* e a figura 3.16 ilustra alguns deles, que são descritos a seguir.

Corte	Valor
χ^2/DOF	< 5
SDZ	> 6
$(\sigma_z)_s$	$< 1,8$
$RATIO$	$< 0,6$
$PT2SUM$	$> 0,1 \text{ GeV}^2$

Tabela 3.5: Cortes em *pair strip*

SDZ: um dos cortes mais importantes do experimento E769. É definido como:

$$SDZ = \frac{\Delta Z}{\sigma_z} \quad (3.14)$$

onde ΔZ é a distância em z que separa o vértice secundário do vértice primário; σ_z é o erro na determinação desta distância, definido como

$$\sigma_z = \sqrt{(\sigma_z)_s^2 + (\sigma_z)_p^2} \quad (3.15)$$

onde σ_s é o erro na determinação da posição em z do vértice secundário; σ_p é o erro na determinação da posição em z do vértice primário⁸.

RATIO: outro importante corte no experimento E769. É definido por:

$$RATIO = \prod_{i=1}^n \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i} \quad (3.16)$$

⁸No experimento E769 considera-se como vértice primário aquele que, em um dado evento, apresenta um maior número de trajetórias.

onde $(b_s)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice secundário; $(B_p)_i$ é a distância da trajetória i ao vértice primário; e n é o número de trajetórias que constituem o vértice secundário em consideração.

Devido à forma como está definido, **RATIO** será tão menor quanto mais próximas do vértice secundário estiverem as trajetórias que o constituem em relação a distância destas trajetórias ao vértice primário.

PT2SUM: parâmetro definido conforme a expressão:

$$PT2SUM = \sum_{i=1}^n (p_t)_i^2 \quad (3.17)$$

onde i é uma trajetória pertencente ao vértice secundário, n é o número de trajetórias do vértice secundário e $(p_t)_i$ é a componente do *momentum* da partícula de trajetória i , perpendicular à direção definida pelos vértices secundário e primário.

3.7.3 Monte Carlo

O Monte Carlo consiste na simulação de eventos através de programa de computador. Divide-se em duas partes: a geração de eventos e a digitalização.

A geração produz eventos utilizando o programa [46] **PYTHIA 4.8**, que gera o quark s através dos mecanismos de aniquilação quark-antiquark e de fusão de glúons, e o programa [47] **JETSET 6.3**, que, baseado no modelo **LUND**, hadroniza os partons.

Para cada evento, obtem-se uma lista, chamada de tabela verdade, contendo todas as partículas produzidas com seus *momenta*, ponto de criação, decaimento, bem como suas partículas filhas e a partícula da qual se origina. Nesta fase são fornecidos ao gerador as

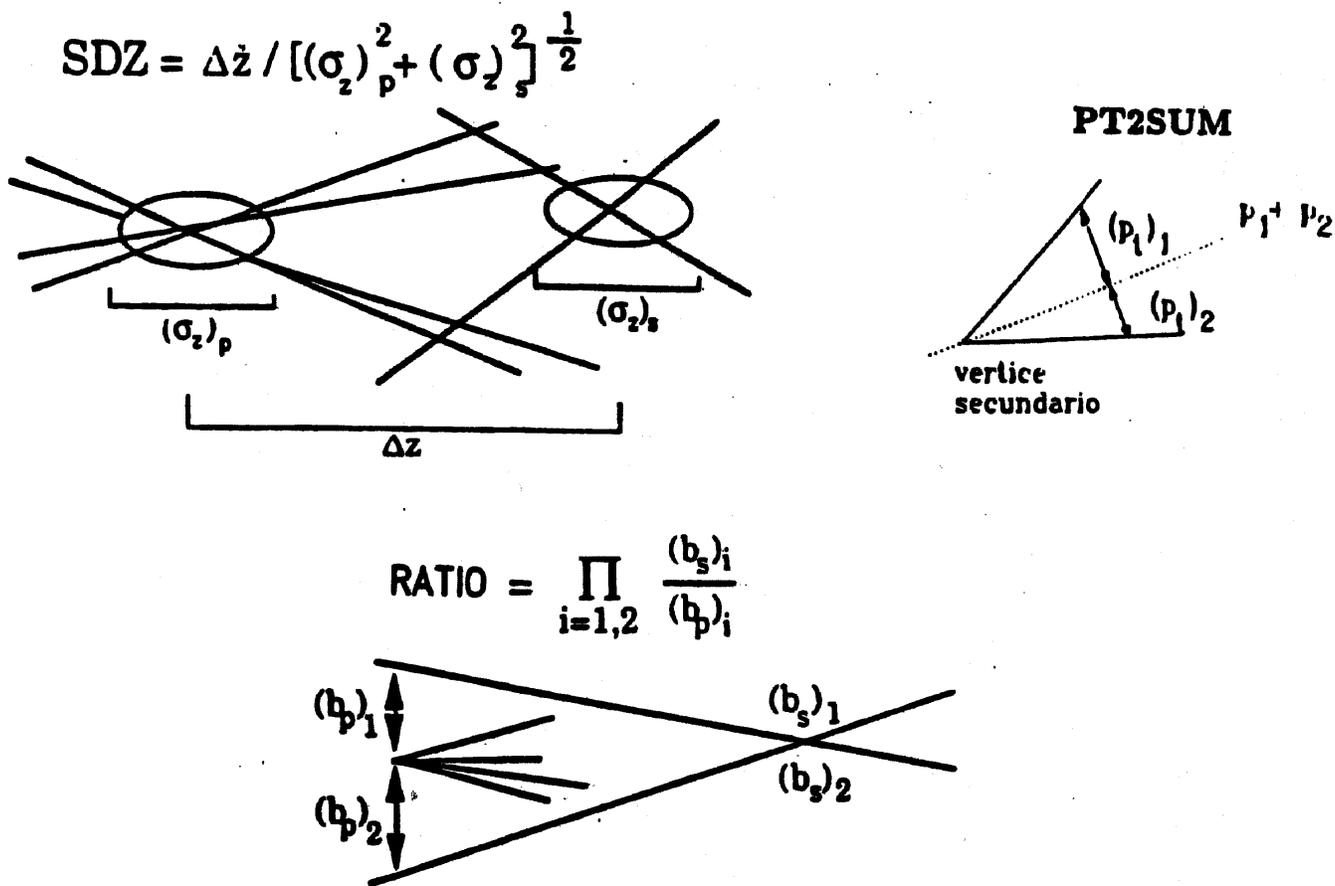


Figura 3.16: Definições esquematizadas de *SDZ*, *RATIO* e *PT2SUM*

informações acerca do modo de decaimento de interesse, a energia e tipo da partícula do feixe e a natureza e geometria do alvo onde se dá a interação.

A digitalização consiste em simular a passagem das partículas produzidas no gerador pelo espectrômetro, aíncluídas todas as incertezas, ineficiências e interferências devidas à eletrônica e geometria. Simula-se nesta fase o comportamento de todos os detectores e gatilhos. Como resultado obtém-se eventos brutos escritos em fita no mesmo formato que os eventos brutos reais obtidos durante a tomada de dados.

Idealmente o Monte Carlo deve reproduzir perfeitamente os eventos do experimento. Uma série de estudos foram realizados de forma a modelar-se da melhor maneira possível

o comportamento e eficiências de cada parte do detector. Os eventos Monte Carlo passam, então, pelo procedimento de reconstrução e *pair strip* descritos anteriormente, do mesmo modo que os eventos obtidos na tomada de dados. A comparação dos resultados e distribuições com similares obtidos com dados leva a ajustes e mudanças até que se obtenha uma boa concordância entre os dois. Chegou-se então ao programa de digitalização do Monte Carlo da E769. Algumas discrepâncias nos eventos de Monte Carlo, que ainda persistiram, foram tabeladas para serem usadas durante o período de análise.

O Monte Carlo é essencial para análise de resultados, pois permite que se escolha o procedimento necessário para extrairmos de toda a massa de eventos, aqueles que contêm as partículas ou processos de interesse para uma determinada linha de análise, distinguindo esses eventos daqueles de características gerais que constituem todo o restante dos eventos, conhecidos neste caso como ruído de fundo.

Para a análise realizada nesta tese foram gerados cerca de 3 milhões de eventos de Monte Carlo contendo Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$. Os detalhes específicos dessas amostras de Monte Carlo serão descritas no capítulo seguinte.

Capítulo 4

Análise dos Dados

A partir da amostra original de 400 milhões eventos e do Subconjunto *Pair Strip*, descritas no capítulo anterior, selecionamos aqueles eventos que contém Λ^0 ou $\bar{\Lambda}^0$. Essa seleção é feita basicamente em dois estágios: o primeiro, mais simples, onde os eventos gravados são lidos por um programa e, caso satisfaçam uma série de critérios, gravados no Subconjunto de Λ^0 . Num estágio posterior, arquivos formatados (n-uplas) contendo as diversas variáveis de interesse de todos os eventos pré-selecionados são exaustivamente analisados através do programa PAW, e novos cortes são estabelecidos de modo a distinguir, na amostra, os eventos que fazem parte do sinal de Λ^0 e aqueles que podem ser considerados “ruído de fundo”.

Uma vez obtidos os sinais de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ para os diferentes tipos de feixe e diferentes regiões de x_F e p_T^2 de interesse para a análise, pode-se calcular os valores da assimetria da produção dessas partículas, levando-se em conta as diferentes aceptâncias apresentadas pelo espectrômetro para as diversas situações de interesse.

4.1 Escolha das Amostras

Originalmente produzimos um subconjunto de Λ^0 a partir dos 40 milhões eventos gravados na *Pair Strip*. Nessa seleção foram utilizados cortes simples e já testados em outros trabalhos [48, 49] com a mesma amostra. Esses cortes são mostrados na tabela 4.1.

$1,10 \text{ GeV} \leq \text{Massa Invariante} \leq 1,13 \text{ GeV}$
$\chi^2/DOF(p) \leq 7,0$
$\chi^2/DOF(\pi) \leq 7,0$
$p(p)/p(\pi) \geq 3,0$
$DCA < 0,02 \text{ cm}$
$DECANG < 0,99$
$ISO \geq 0,032 \text{ cm}$

Tabela 4.1: Cortes da seleção de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$.

DCA , $DECANG$ e ISO , são definidas especificamente para esse experimento (figura 4.1), assim como as variáveis descritas em 3.7.2:

Massa: é a massa calculada para a partícula reconstruída a partir de duas trajetórias, supondo que essas duas trajetórias pertencem a um par $p \pi^-$ (ou $\bar{p} \pi^+$ no caso de um $\bar{\Lambda}^0$) – o decaimento $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ tem uma razão de ramificação de $(63,9 \pm 0,5)\%$ [50], sendo, portanto, o mais adequado à procura de Λ^0 .

χ^2/DOF : para cada trajetória refere-se ao ajuste de cada uma dessas trajetórias aos pontos fornecidos pelos canais dos detectores.

$p(p)/p(\pi)$: relação entre os *momenta* lineares das duas partículas cujas trajetórias foram reconstruídas.

DCA: Distância de menor aproximação (*Distance of Closest Aproximation*) entre as trajetórias que compõe um certo vértice e a localização tridimensional desse vértice.

Quanto menor o valor do DCA maior a probabilidade daquelas trajetórias realmente fazerem parte do vértice. projeção, no plano XY, da distância entre dois traços (*Distance of Closest Approximation*) supostamente pertencentes ao mesmo vértice (fig. 4.1). O valor ideal, portanto, tende a zero.

DECANG: É o Coseno do Ângulo de Decaimento (*Decay Angle*), medido entre a trajetória do Λ^0 no referencial do laboratório e o *momentum* do próton no referencial de repouso do Λ^0 .

ISO: distância entre o centro de um vértice (fig. 4.1) e o ponto onde o plano XY que contém o mesmo é atravessado pelo traço mais próximo do vértice que não faça parte do mesmo. Mede portanto o isolamento do vértice, devendo assim, idealmente, ter valores altos.

4.1.1 Subconjunto Λ^0 SESTR

A amostra obtida após essa seleção é de 1.425.452 eventos contendo bons candidatos a Λ^0 e a $\bar{\Lambda}^0$. A fim de trabalhar com eventos de melhor qualidade, facilitando a separação dos sinais do ruído de fundo, optamos por trabalhar apenas com aqueles onde ambas as trajetórias (p e π) fossem reconstruídas com sinais dos planos de SMD. Essa sub-amostra, de melhor resolução na reconstrução das trajetórias, chama-se SESTR. Os eventos cujas trajetórias são reconstruídas apenas nas Câmaras de fios recebem o nome de ESTR.

Como mostra a figura 4.2, o subconjunto de dados com bons candidatos a Λ^0 selecionado a partir de eventos SESTR da *Pair Strip* contém aproximadamente 164 mil eventos, divididos em Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$. É um número bastante razoável de eventos, mas é preciso

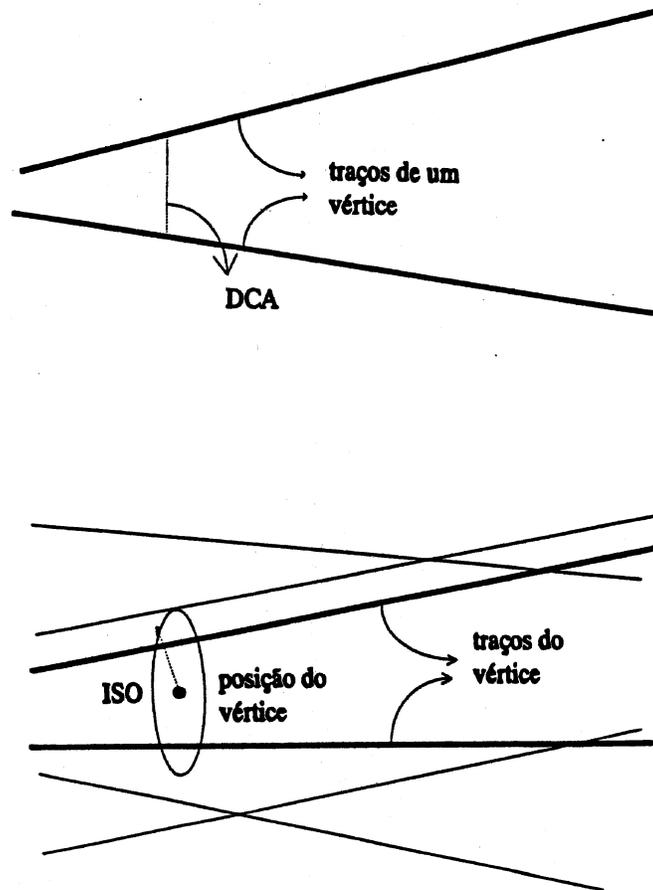


Figura 4.1: Definições esquematizadas de *DCA* e *ISO*

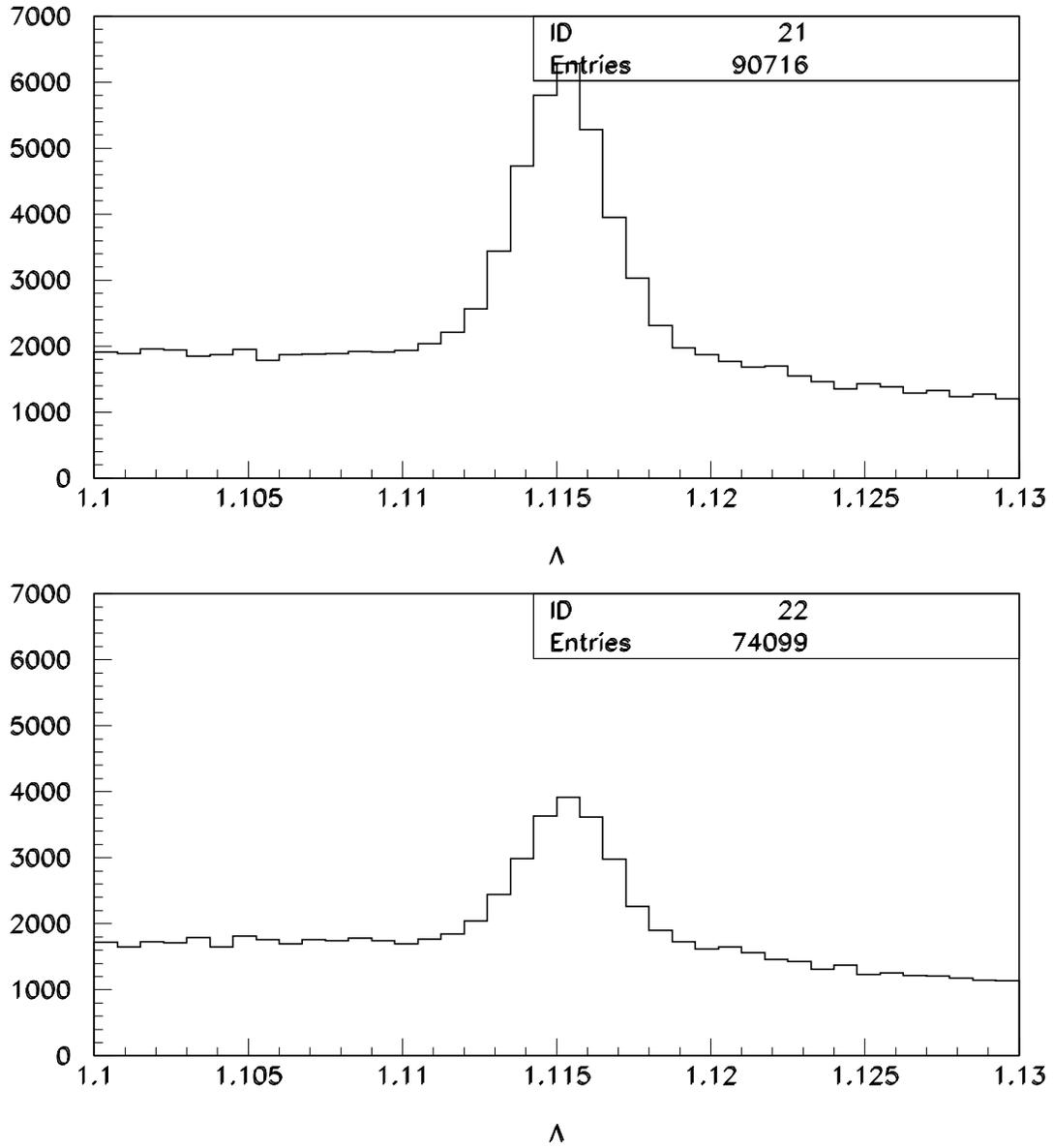


Figura 4.2: Amostras de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ obtidas dos eventos SESTR da *Pair Strip* (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)).

considerar que essa amostra precisa ser dividida de acordo com os tipos de feixe incidente, e cada uma dessas partes deve ser dividida em várias regiões de x_F e p_T^2 para que se possa estudar a dependência da Assimetria com essas variáveis. Durante o aprofundamento da análise verificou-se que embora o Subconjunto Λ^0 SESTR fosse suficiente para um estudo dos Λ^0 provenientes de feixe positivo (p , K^+ e π^+), a amostra proveniente de feixes negativos produzia resultados estatisticamente insignificantes para várias regiões de x_F e de p_T^2 , particularmente no feixe de K^- . A alternativa foi recorrer, para os feixes de π^- e K^- , à uma seleção de Λ^0 ESTR.

4.1.2 Subconjunto Λ^0 ESTR

Utilizamos nesse caso uma pré-seleção de Λ^0 feita diretamente sobre as fitas DST, sem os cortes de *Pair Strip*. Essa amostra contém aproximadamente 10 milhões de candidatos a Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$, como mostra a figura 4.3. Essa seleção foi feita utilizando apenas tomadas de dados com feixe negativo, assim fica limitada à análise de eventos produzidos por π^- e K^- .

4.2 Produção de Monte Carlo

Além de serem fundamentais no cálculo da eficiência do espectrômetro, os eventos gerados pelo método de Monte Carlo são utilizados na otimização dos valores dos cortes de análise. Re-instalamos na rede Sun do LAFEX o conjunto de programas elaborado para a produção desses eventos. Uma série de ajustes foram necessários para adaptar esses programas às bibliotecas disponíveis, e após uma série de testes e comparações com eventos produzidos anteriormente constatamos que o programa estava funcionando de maneira adequada.

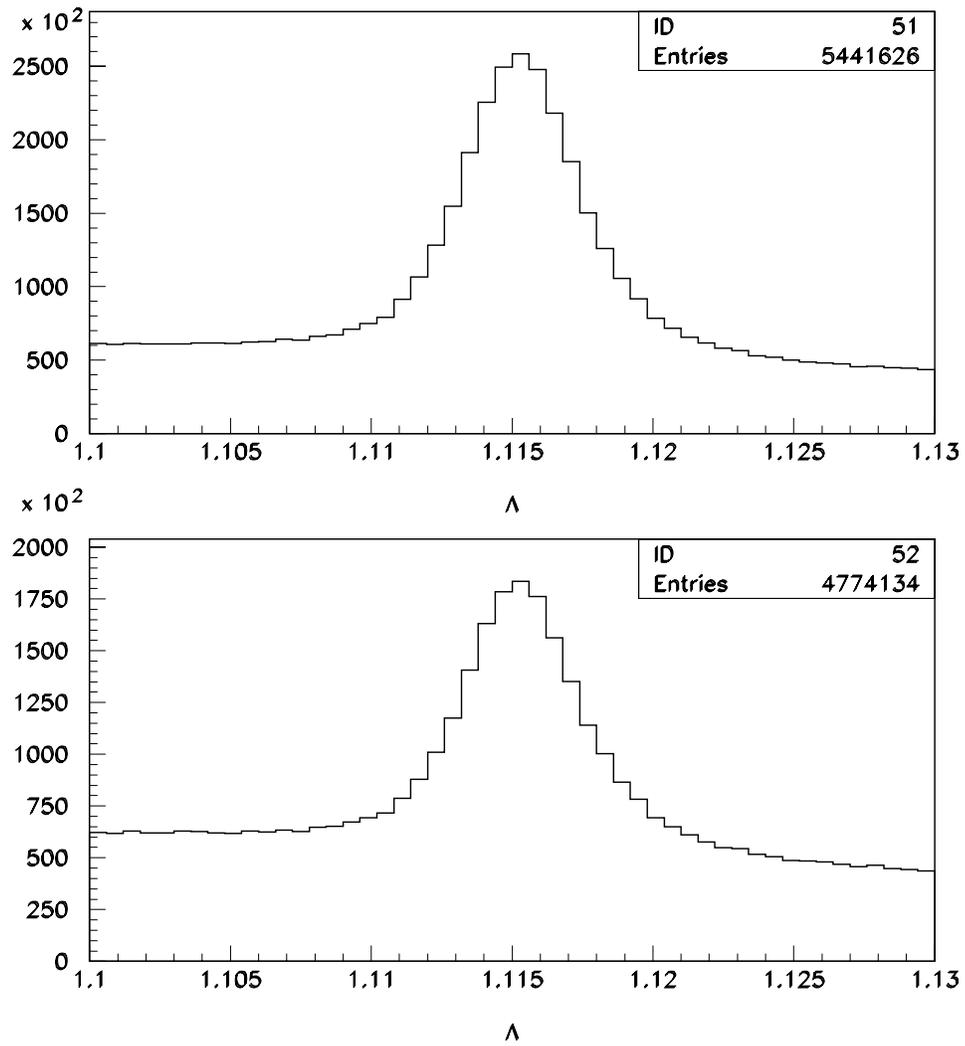


Figura 4.3: Amostras de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ obtidas dos eventos ESTR (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)).

A produção de Monte Carlo se dá em 3 fases, cada uma realizada por um programa diferente: Geração, Digitalização e Reconstrução. A primeira simula a interação do feixe com o alvo, a produção dos eventos; na segunda é simulada a interação das partículas produzidas com o espectrômetro; finalmente a Reconstrução simula o Sistema de Aquisição de Dados, tendo como saída um arquivo de eventos em formato DST. Essa terceira fase é realizada em sequência por dois programas diferentes.

Para permitir a produção de uma quantidade razoável de eventos com a quantidade limitada de espaço em disco disponível, escrevemos arquivos executáveis que processavam pequenos pacotes de 3 mil eventos:

- 1: Geração do primeiro pacote, escrevendo um arquivo “GEN”;
- 2: Digitalização do arquivo “GEN”, escrevendo um arquivo denominado “DIG”;
- 3: arquivo “GEN” apagado;
- 4: primeira etapa da Reconstrução, lendo o arquivo “DIG” e escrevendo arquivo “REC”;
- 5: arquivo “DIG” apagado;
- 6: segunda etapa da Reconstrução, lendo o arquivo “REC” e escrevendo arquivo “DST”;
- 7: arquivo “REC” apagado, “DST” fica armazenado temporariamente em disco;
- 8: Inicia-se a Geração do segundo pacote, retomando os passos a partir de 1;
- 9: Processado um certo número de pacotes os arquivos DST eram gravados em fitas de 8 mm.

4.2.1 Monte Carlo SESTR

A amostra de Monte Carlo gerada para simular os eventos SESTR incluiu feixes positivos e negativos, pois na ocasião não havíamos ainda decidido utilizar o Subconjunto Λ^0 ESTR para os feixes negativos. O programa de geração foi alterado de modo que todos os Λ^0 decaíssem a montante dos planos de SMD, garantindo que os eventos sejam do tipo SESTR. Observando que, devido a aceitação do espectrômetro, o subconjunto Λ^0 SESTR continha apenas Λ^0 com $|x_F| \leq 0,1$ fizemos uma nova alteração no programa gerador para que apenas fossem gerados apenas eventos com Λ^0 com $|x_F| \leq 0,12$. Isso evitou que o programa de geração perdesse tempo gerando eventos que não seriam captados pela simulação de espectrômetro.

Foram gerados ao todo cerca de 600 mil eventos de SESTR Λ^0 (e $\bar{\Lambda}^0$), dos quais 300 mil com feixes positivos. Após a Digitalização (quando a geometria do espectrômetro e a eficiência dos vários detectores faz com que muitos eventos não sejam registrados) e a Reconstrução (quando a eficiência do Sistema de Gatilho e do Sistema de Aquisição de Dados novamente reduziu a amostra) cerca de 150 mil eventos de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ foram armazenados em fita.

4.2.2 Monte Carlo ESTR

Para produzir eventos Monte Carlo do tipo ESTR modificamos os programas de geração de modo que Λ^0 decaísse sempre após os planos de SMD. Novamente observando a amostra de dados (Subconjunto Λ^0 ESTR) limitamos o $|x_F|$ a 0,4.

Uma alteração importante no pacote de programas de Monte Carlo foi a exclusão

da seleção por *Pair Strip*, pois o Subconjunto Λ^0 ESTR que utilizamos foi selecionado diretamente a partir da amostra total de dados. No programa normalmente utilizado as fases de Reconstrução distinguem inicialmente os eventos que seriam aprovados pelos critérios de *Pair Strip* e fazem o processamento completo apenas desses eventos. Os eventos não aprovados tem seus dados e tabelas verdade diretamente copiados para a fase seguinte, sem processamento. No nosso programa modificado para Λ^0 ESTR todos os eventos foram completamente processados. Foram produzidos ao todo ~ 840 mil eventos.

4.3 Otimização de Cortes

A partir dos eventos armazenados nos subconjuntos de feixes positivo e negativo, é preciso obter o sinal de Λ^0 e de $\bar{\Lambda}^0$ para os vários feixes, faixas de x_F e de p_T^2 . Para assegurar a qualidade dos sinais obtidos, é preciso restringir ainda mais as propriedades dos eventos registrados, utilizando novos cortes. A escolha dos cortes a serem utilizados na obtenção do sinal é feita pelo critério de maximização do fator de mérito, definido como

$$fm = \frac{SINAL}{\sqrt{RUIDO + SINAL}} \quad (4.1)$$

onde o valor do sinal é obtido através do ajuste, por uma gaussiana, do sinal no histograma de Monte Carlo e o ruído é simplesmente o número de eventos no histograma de dados, excluída uma faixa de 10 MeV em torno do valor nominal da massa de Λ^0 . Esse método, conhecido como figura de mérito, consiste na observação da variação do fator de mérito à medida em que variamos o valor do corte em estudo. O aumento no valor do fator de mérito indica que o corte aplicado elimina uma maior quantidade de eventos de ruído sem contudo implicar numa grande perda de sinal.

Ao mesmo tempo em que procuramos escolher para corte o valor que represente um máximo na curva de mérito precisamos evitar a escolha de um corte que comprometa demais a eficiência da nossa análise. A escolha de cortes é então um processo que tem certa subjetividade, na medida em que esse compromisso entre o máximo na figura de mérito e um valor razoável na eficiência não pode ser expresso em um parâmetro ou equação.

4.3.1 Feixe Positivo

Para a análise dos Λ^0 provenientes de feixes positivos, estudamos cortes nas variáveis *SDZ*, *ISO*, *DIP* e *CHISEC*, onde:

CHISEC: é o χ^2 do ajuste do Vértice Secundário, ou seja, quanto menor o seu valor maior a qualidade do ajuste do vértice de decaimento de Λ^0 .

DIP: (*Distance of Impact Point*) é a distância entre o vértice primário e um ponto particular no plano XY definido por esse vértice: o ponto onde esse plano faz intersecção com a trajetória reconstruída de um traço a partir de seu vértice secundário (fig. 4.4). Em nossa análise utilizamos o *DIP* do traço de Λ^0 sobre o vértice primário, e naturalmente o valor desse parâmetro deve ser o mais próximo de zero possível.

A figura 4.5 traz, como exemplo, a variação no sinal de Λ^0 que acompanha a variação no corte em *SDZ*. Nas figuras seguintes (4.6 a 4.9) temos as figuras de mérito e eficiência relativa do corte para as quatro variáveis. A partir desses estudos decidimos adotar apenas o corte em $DIP < 0,006 \text{ cm}$.

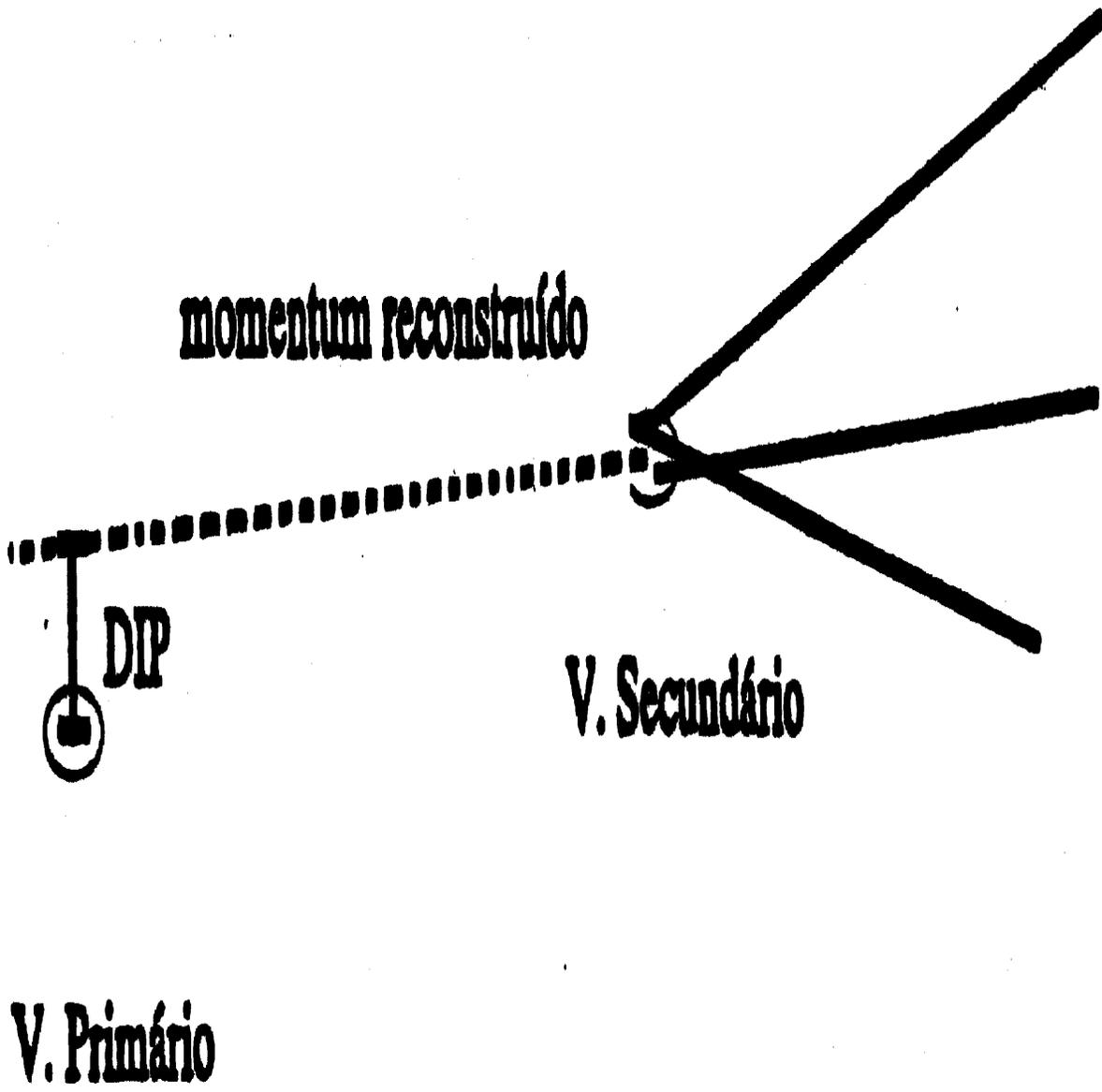


Figura 4.4: Definição esquematizada do DIP.

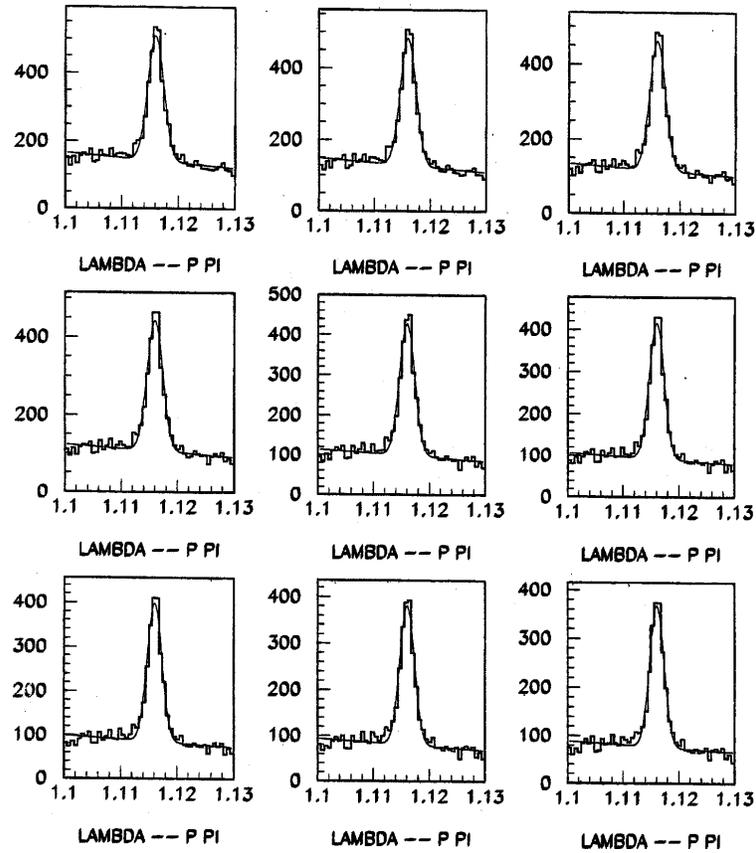


Figura 4.5: Variação no sinal (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por um curva gaussiana) de Λ^0 com o corte em SDZ progredindo de $SDZ > 6$ até $SDZ > 22$.

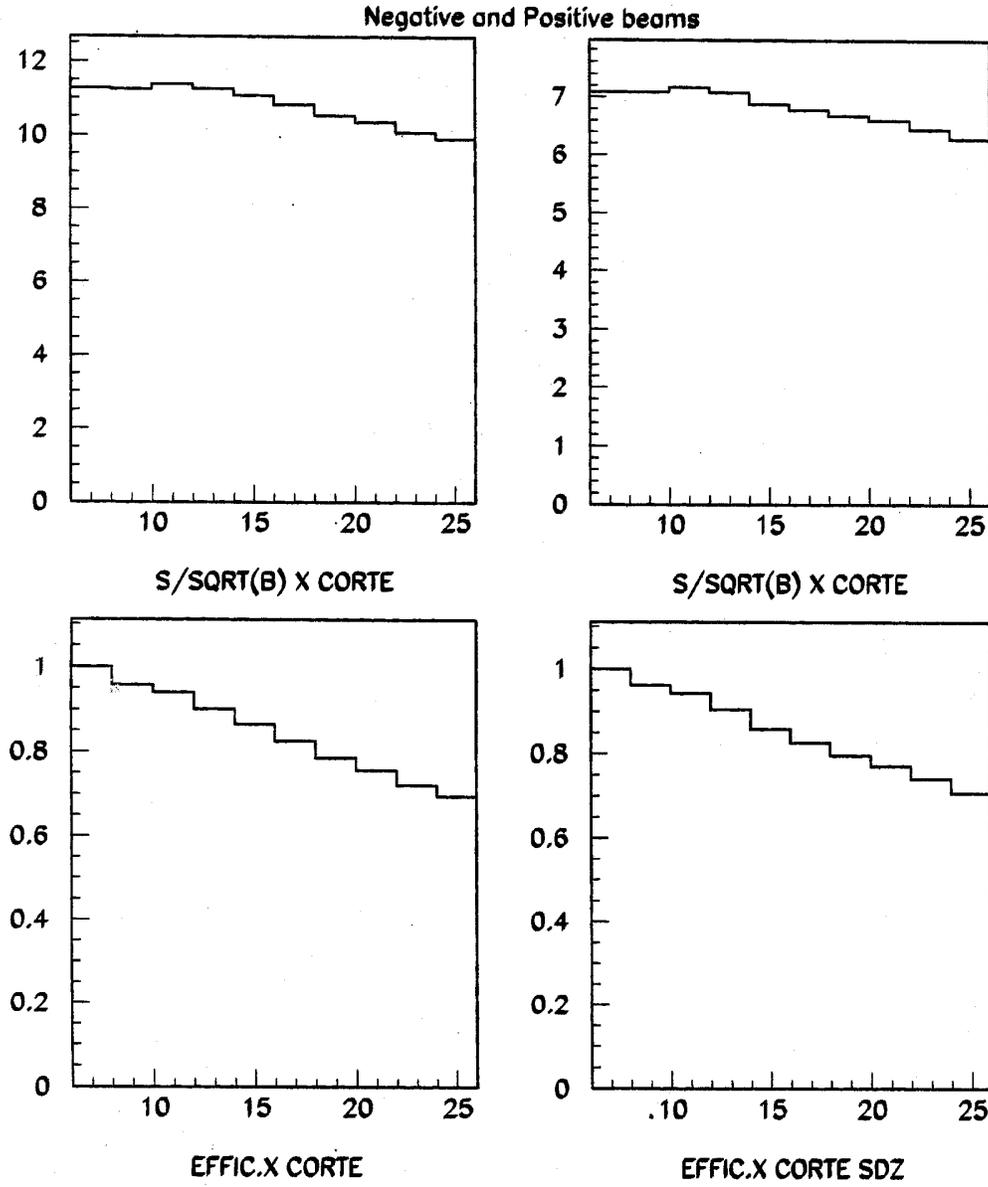


Figura 4.6: Estudo do efeito dos cortes em SDZ sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.

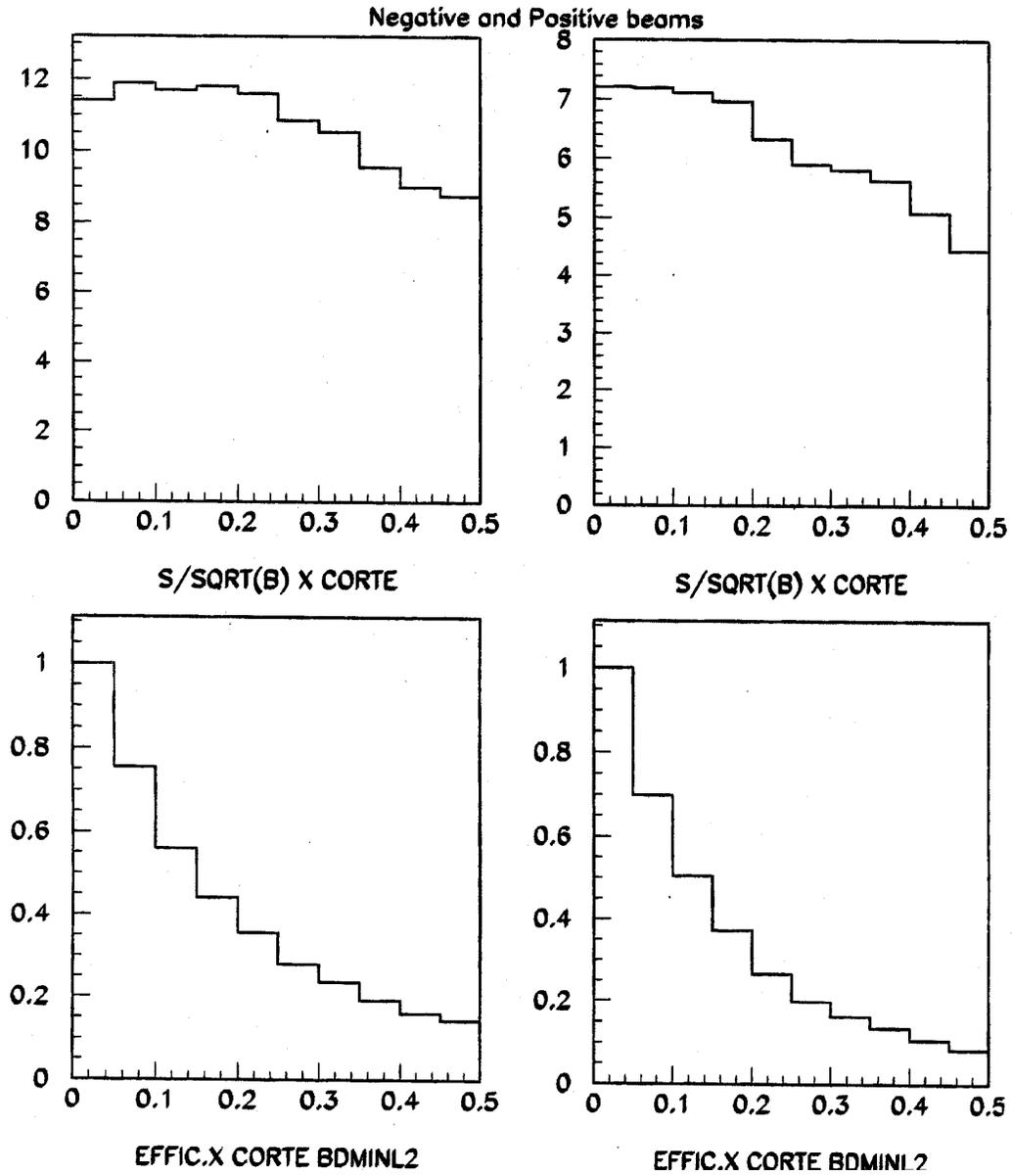


Figura 4.7: Estudo do efeito dos cortes em ISO sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.

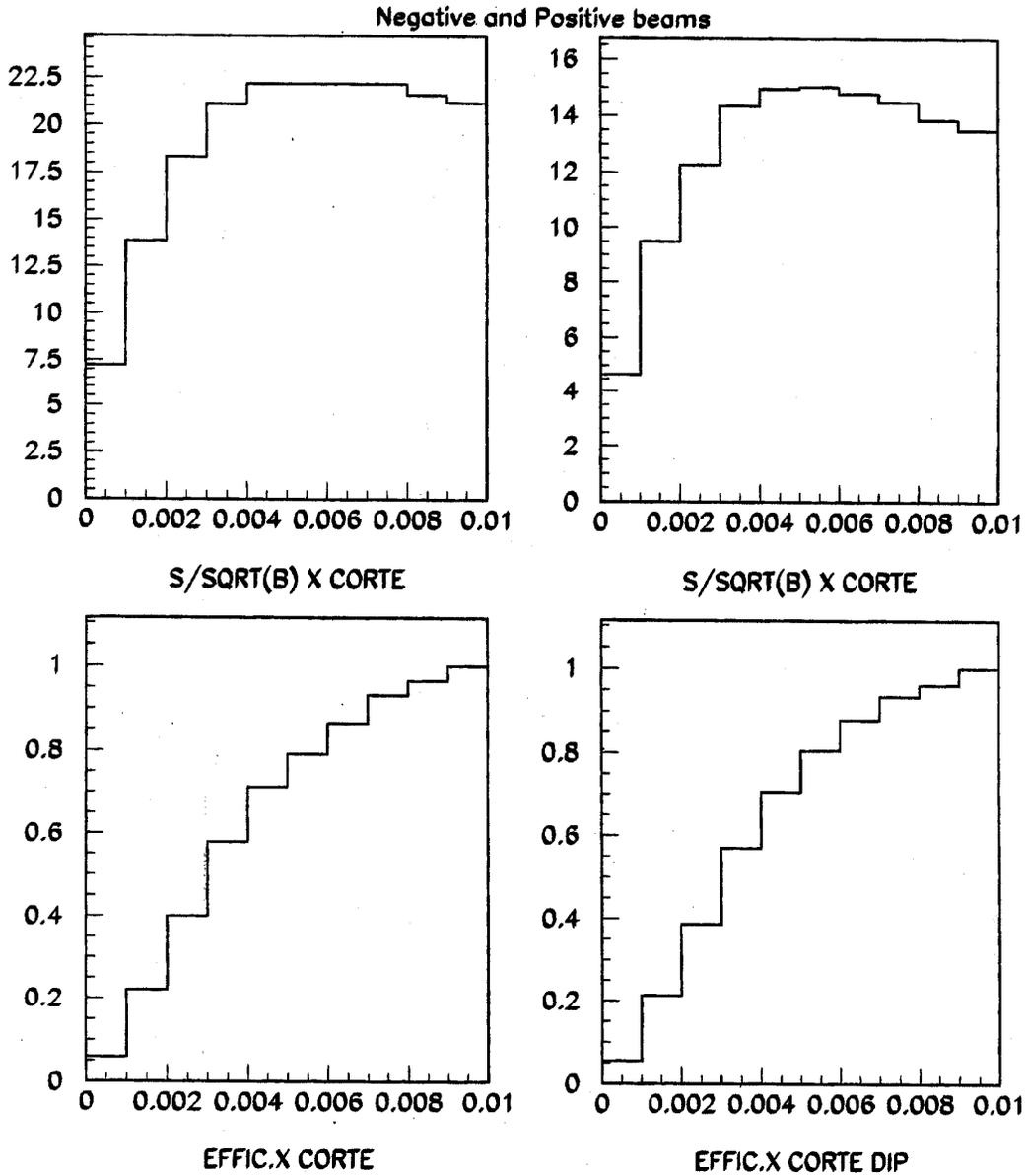


Figura 4.8: Estudo do efeito dos cortes em DIP sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.

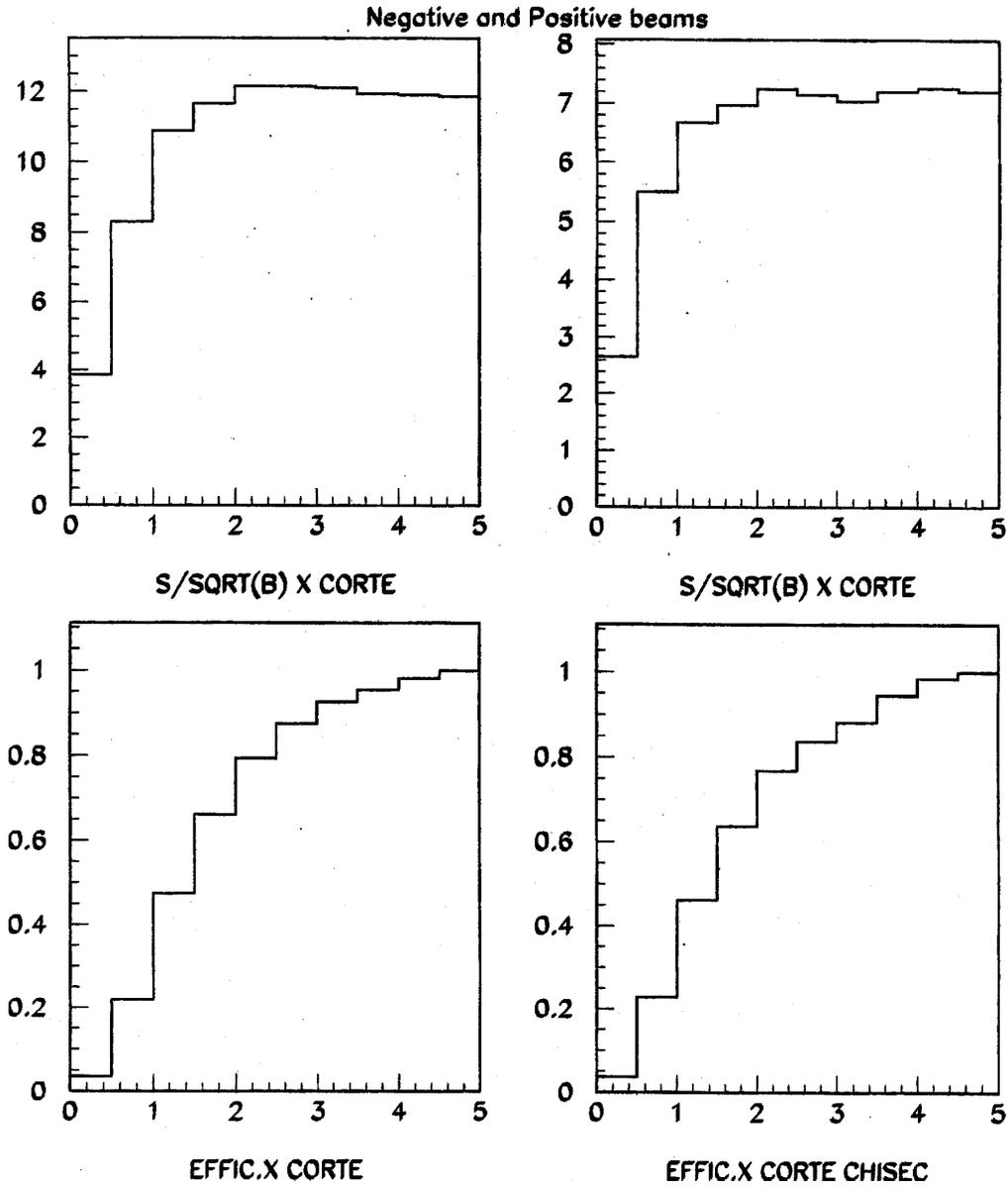


Figura 4.9: Estudo do efeito dos cortes em CHI sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.

Foi feito ainda um estudo sobre a dependência dessas figuras de mérito nas diferentes regiões de x_F , mas concluímos que a escolha do melhor valor para esses cortes poderia ser feita para a amostra como um todo.

4.3.2 Feixe Negativo

O mesmo procedimento é realizado com os dados do Subconjunto Λ^0 ESTR e o Monte Carlo ESTR. As variáveis estudadas foram *DCA*, a razão dos *momenta* de p e π e *CHISUM*, que é a soma dos χ^2 das trajetórias reconstruídas:

$$CHISUM = \chi^2(p) + \chi^2(\pi). \quad (4.2)$$

As Figuras de Mérito e Eficiências relativas aparecem nas figuras 4.10 e 4.11. Decidimos a partir desse estudo adotar o corte $p(p)/p(\pi) > 3$.

4.4 Identificação do Feixe

Uma vez que a amostra selecionada para a análise já foi processada e está armazenada no formato de uma n-upla com todas as variáveis de interesse, é preciso acrescentar a essas variáveis a informação sobre a natureza do feixe que interagiu com o alvo em cada evento. Os feixes de cargas negativa e positiva são diretamente separados por pertencerem a tomadas de dados diferentes. Contudo, dentro do feixe positivo é preciso distinguir eventos produzidos por π^+ , K^+ e p , enquanto no feixe negativo é preciso distinguir entre os π^- e K^- .

Os dados em formato DST tem informações fornecidas pelos detectores do Sistema de Identificação de Feixe (seção 3.2), mas não a informação direta sobre a identidade das

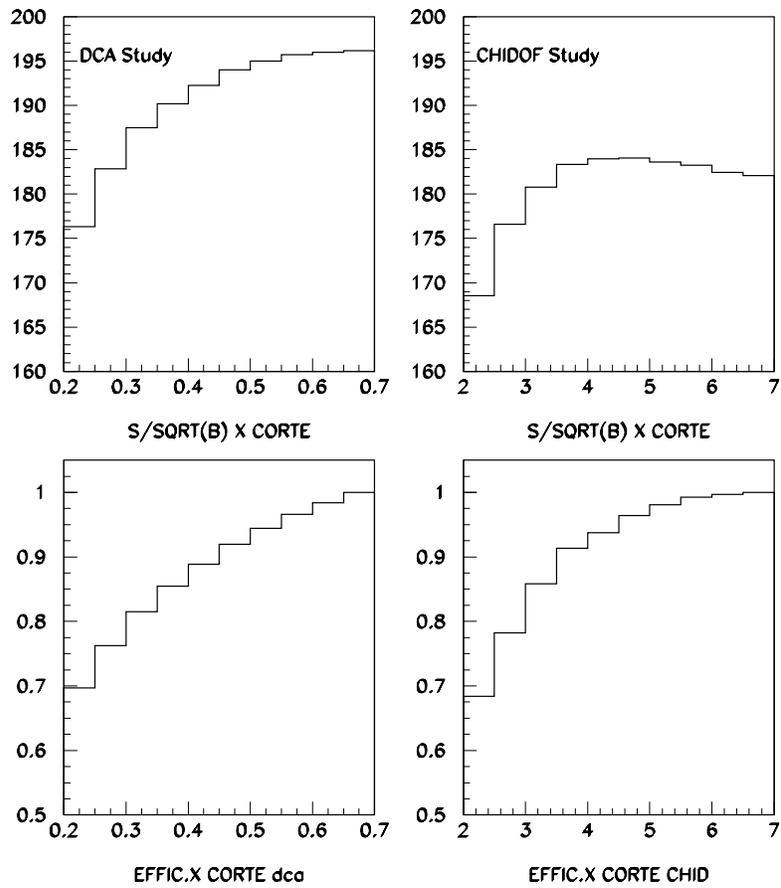


Figura 4.10: Estudo do efeito dos cortes em *DCA* e *CHISUM* sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.

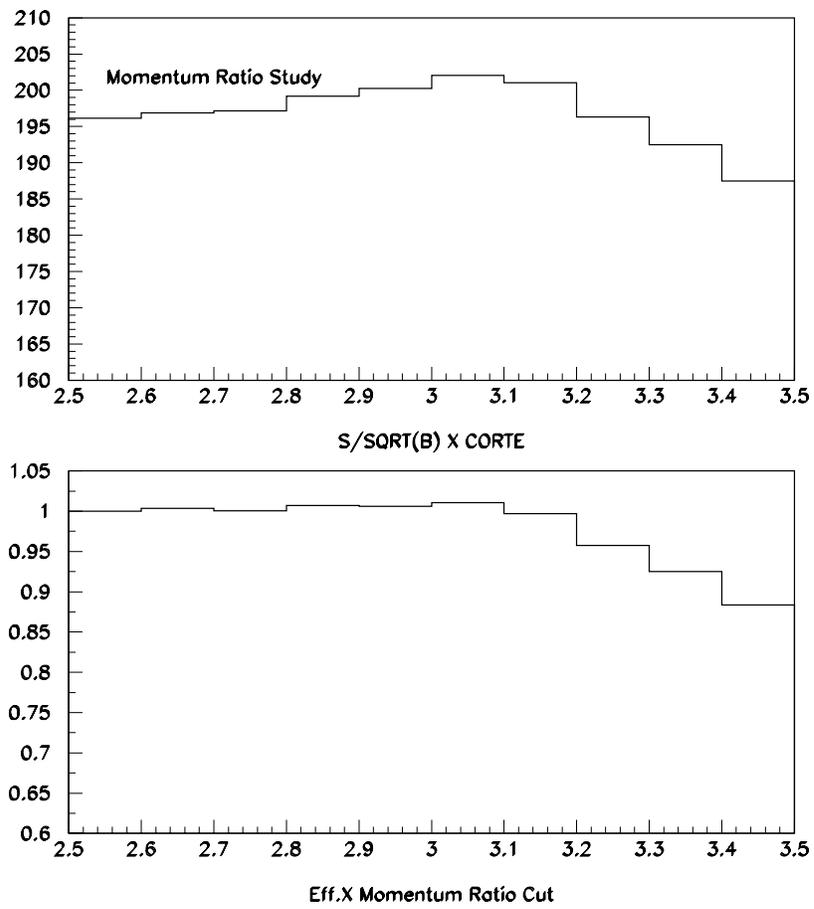


Figura 4.11: Estudo do efeito dos cortes em $p(p)/p(\pi)$ sobre o fator de mérito do sinal e a eficiência.

partículas do feixe. Essa informação é obtida ao processarmos a n-upla através de um programa de identificação de feixe, conhecido como *BEAMID*, que utilizando as informações do DISC e do TRD acrescenta à n-upla seis novas variáveis: as três probabilidades de que o feixe possa ser um π , K ou p e as três incertezas associadas.

Para efeito de nossa análise consideramos que o feixe constitui-se de uma determinada partícula quando a probabilidade associada a essa partícula é de no mínimo 90%.

4.5 Obtenção de sinais

O ajuste dos sinais é feito associando uma função gaussiana à área de sinal e uma função linear à região de ruído de fundo. Na função de ajuste utilizada o valor do sinal aparece como o **parâmetro 3**. As larguras das gaussianas são fixadas de acordo com as larguras obtidas nos ajustes de sinais do Monte Carlo. Na figura 4.12 mostramos que em ambas as amostras as larguras de Monte Carlo e de dados, quando ajustados com largura livre, são compatíveis. Utilizando os cortes estabelecidos na seção anterior (resumidos nas tabelas 4.2 e 4.3 abaixo) obtemos os sinais que aparecem nas figuras 4.13 a 4.17.

$1,10 \text{ GeV} \leq \text{Massa Invariante} \leq 1,13 \text{ GeV}$
$\chi^2/DOF(p) \leq 7,0$
$\chi^2/DOF(\pi) \leq 7,0$
$p(p)/p(\pi) \geq 3,0$
$DCA < 0,02 \text{ cm}$
$DECANG < 0,99$
$ISO \geq 0,032 \text{ cm}$
$DIP < 0,006 \text{ cm}$

Tabela 4.2: Cortes de Análise para Λ^0 SESTR.

Para calcular a variação das assimetrias com os parâmetros x_F e p_T^2 dividimos nossos subconjuntos de Λ^0 em várias faixas ou “bins” com valores diferentes desses parâmetros.

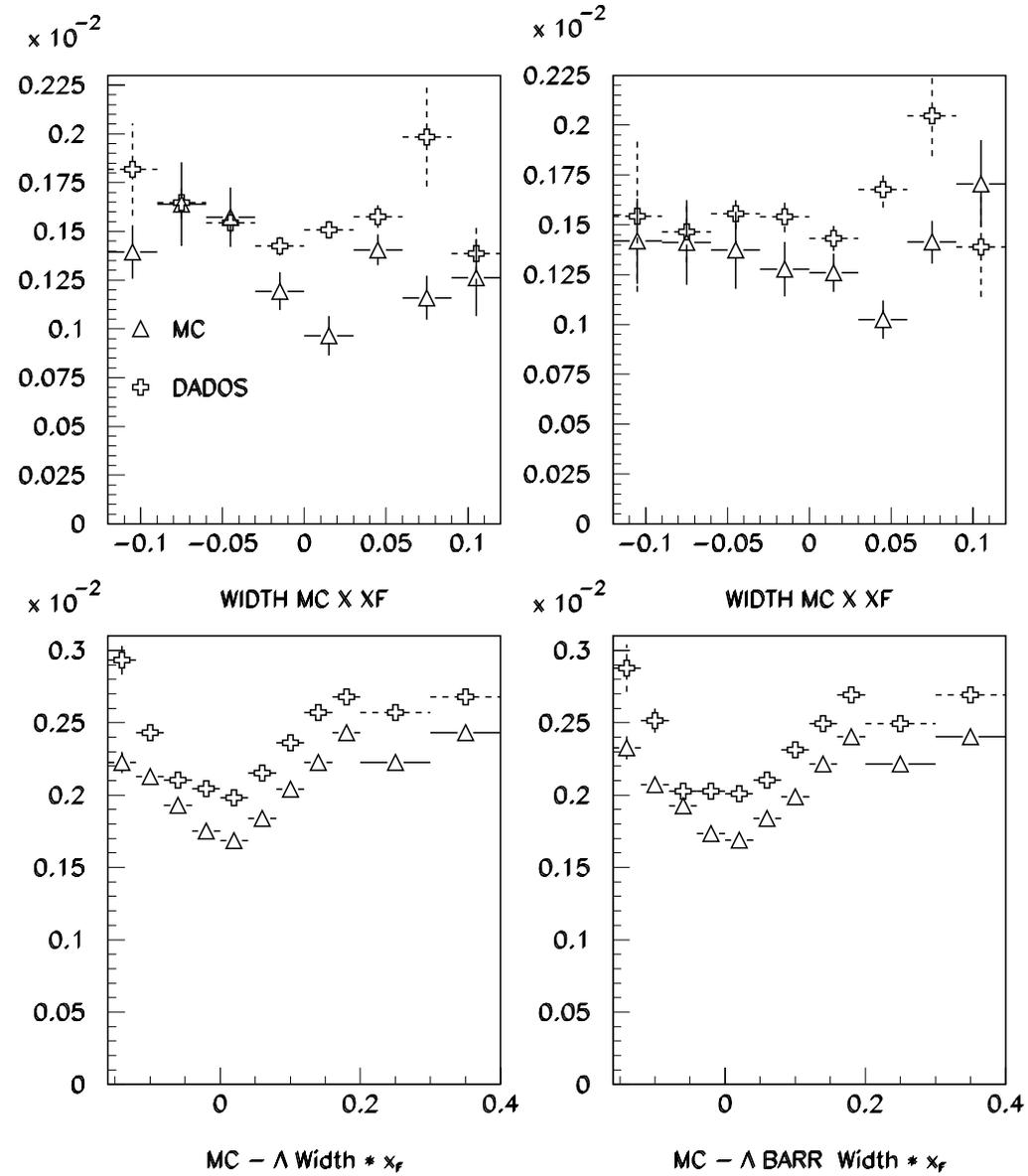


Figura 4.12: Comparações entre as larguras dos sinais de MC e dos sinais de dados, quando ajustados com largura livre, para diferentes valores de x_F . Na parte superior o estudo para amostra SESTR, na parte inferior para amostra ESTR.

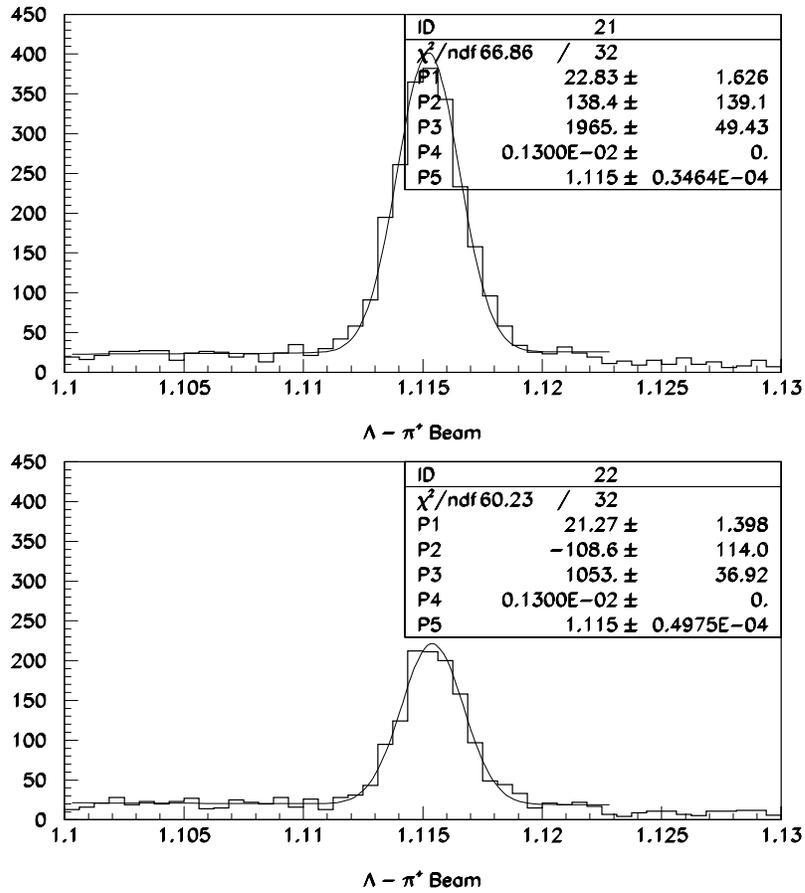


Figura 4.13: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^+ .

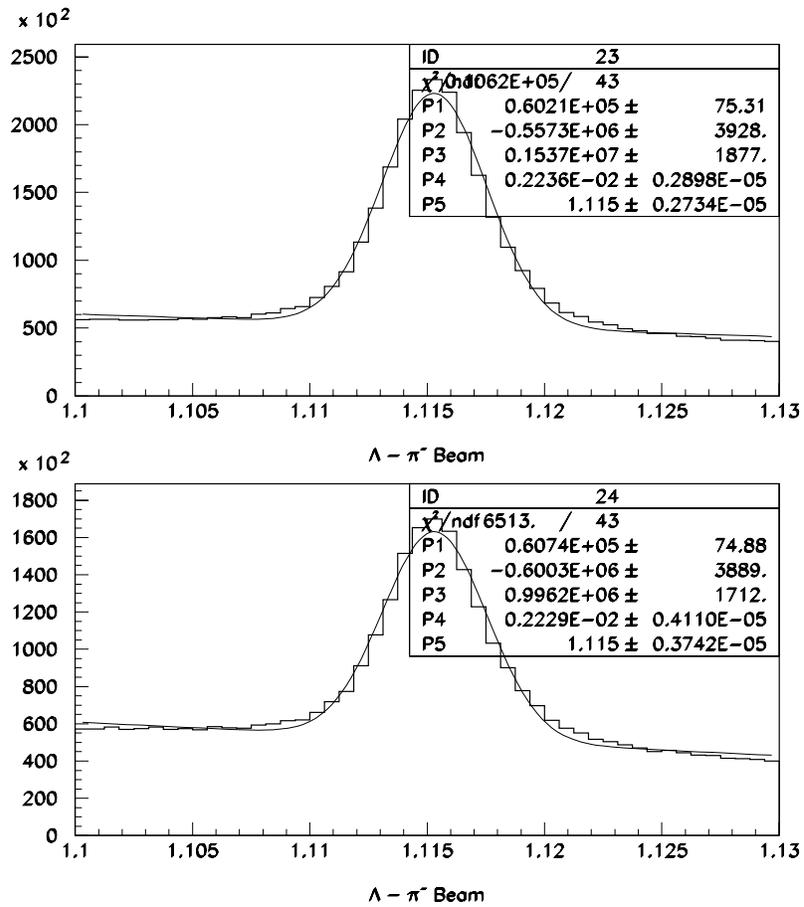


Figura 4.14: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- .

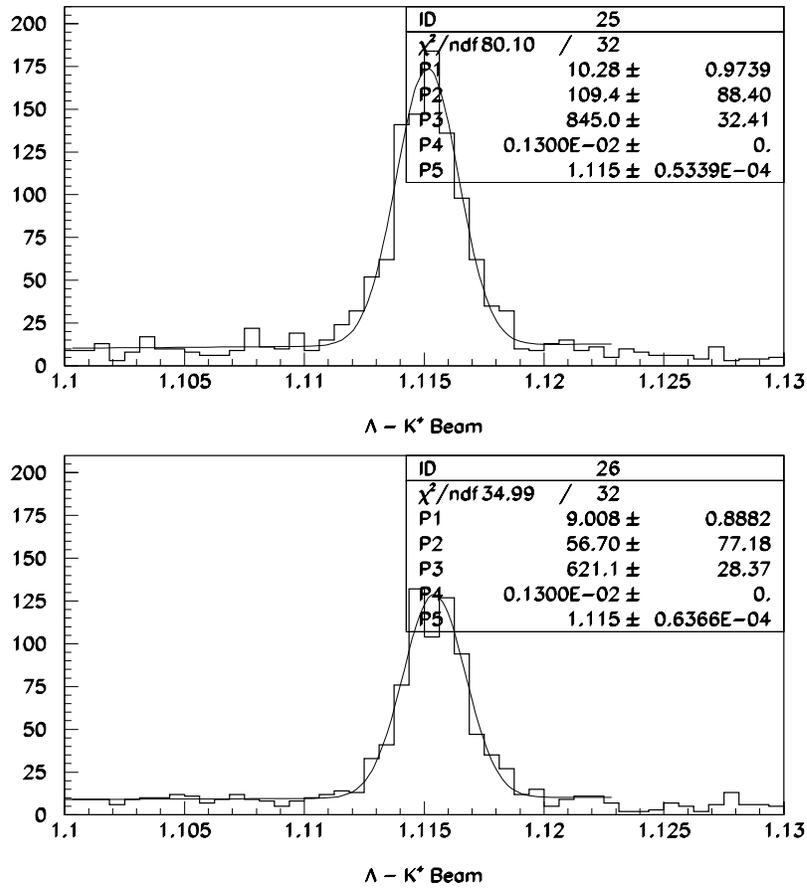


Figura 4.15: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ .

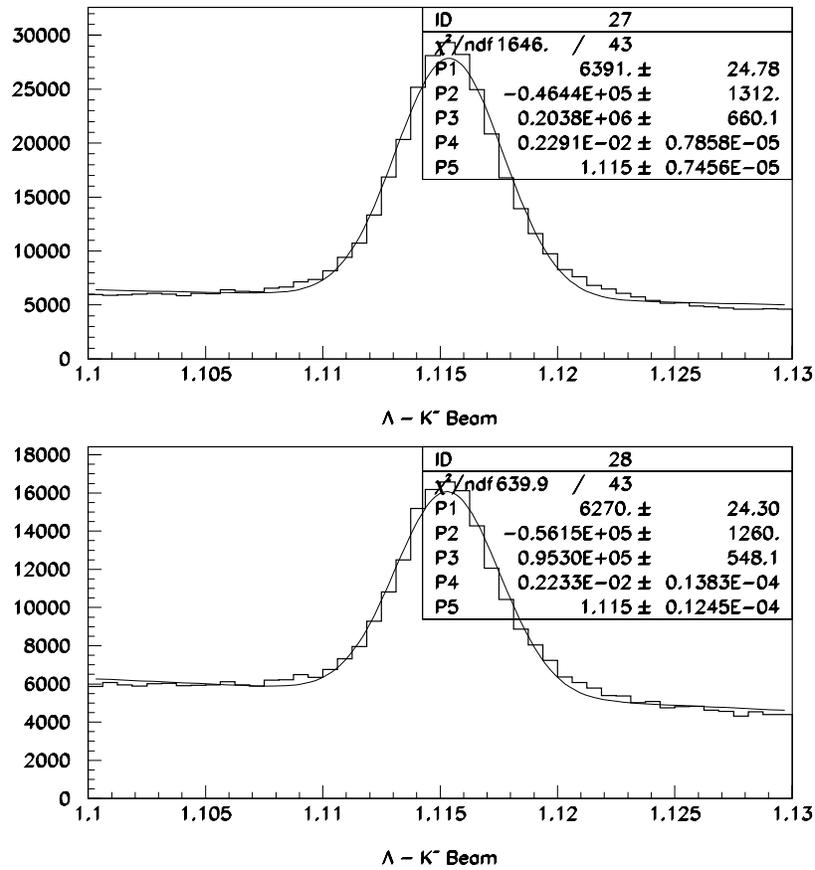


Figura 4.16: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- .

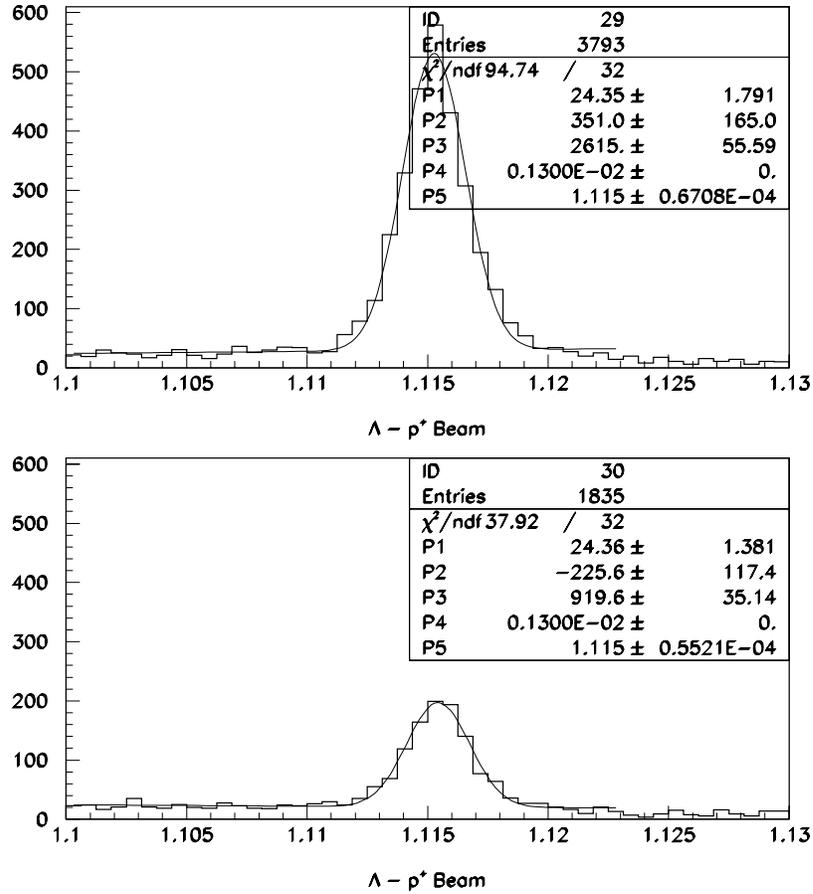


Figura 4.17: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de p^+ .

$1,10 \text{ GeV} \leq \text{Massa Invariante} \leq 1,13 \text{ GeV}$
$CHISUM < 5,0$
$p(p)/p(\pi) \geq 3,0$
$DCA < 0,7 \text{ cm}$

Tabela 4.3: Cortes de Análise para Λ^0 ESTR.

Para cada “bin” fazemos o ajuste do sinal de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ e com os valores obtidos calculamos a Assimetria.

4.5.1 Sinais do Subconjunto Λ^0 SESTR em função de x_F

O subconjunto de Λ^0 de feixe positivo foi dividido em 6 “bins”, como mostra a tabela 4.4. Os histogramas com os Λ^0 (e $\bar{\Lambda}^0$) de cada região foram ajustados fixando a largura da gaussiana de sinal em $1,4 \text{ MeV}$, baseado na largura obtida dos ajustes de Monte Carlo.

1	$-0,12 \leq x_F < -0,08$
2	$-0,08 \leq x_F < -0,04$
3	$-0,04 \leq x_F < 0,00$
4	$0,00 \leq x_F < +0,04$
5	$+0,04 \leq x_F < +0,08$
6	$+0,08 \leq x_F \leq +0,12$

Tabela 4.4: BINS de x_F para Λ^0 de feixe positivo.

4.5.2 Sinais do Subconjunto Λ^0 SESTR em função de p_T^2

Para a análise da dependência em p_T^2 foram utilizados 8 “bins” de larguras diferentes, como mostra a tabela 4.5. Os ajustes de histogramas, feitos como foi descrito acima, aparecem nas figuras 4.24 a 4.29.

4.5.3 Sinais do Subconjunto Λ^0 ESTR em função de x_F

Os eventos do Subconjunto de Λ^0 ESTR tem maior alcance ao longo de x_F . Escolhemos os “bins” mostrados na tabela 4.6, contudo a baixa estatística dos primeiros três “bins”

00/08/23 00.15

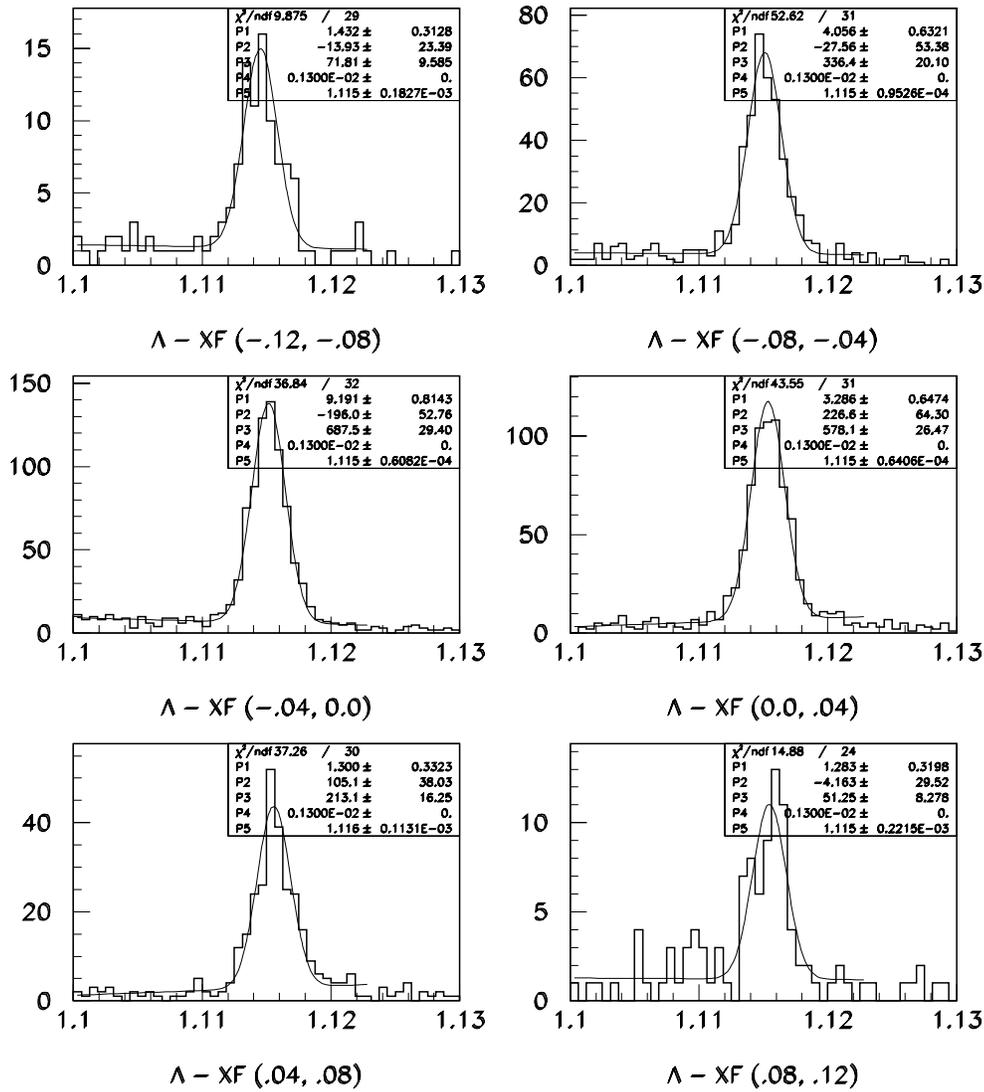


Figura 4.18: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de x_F .

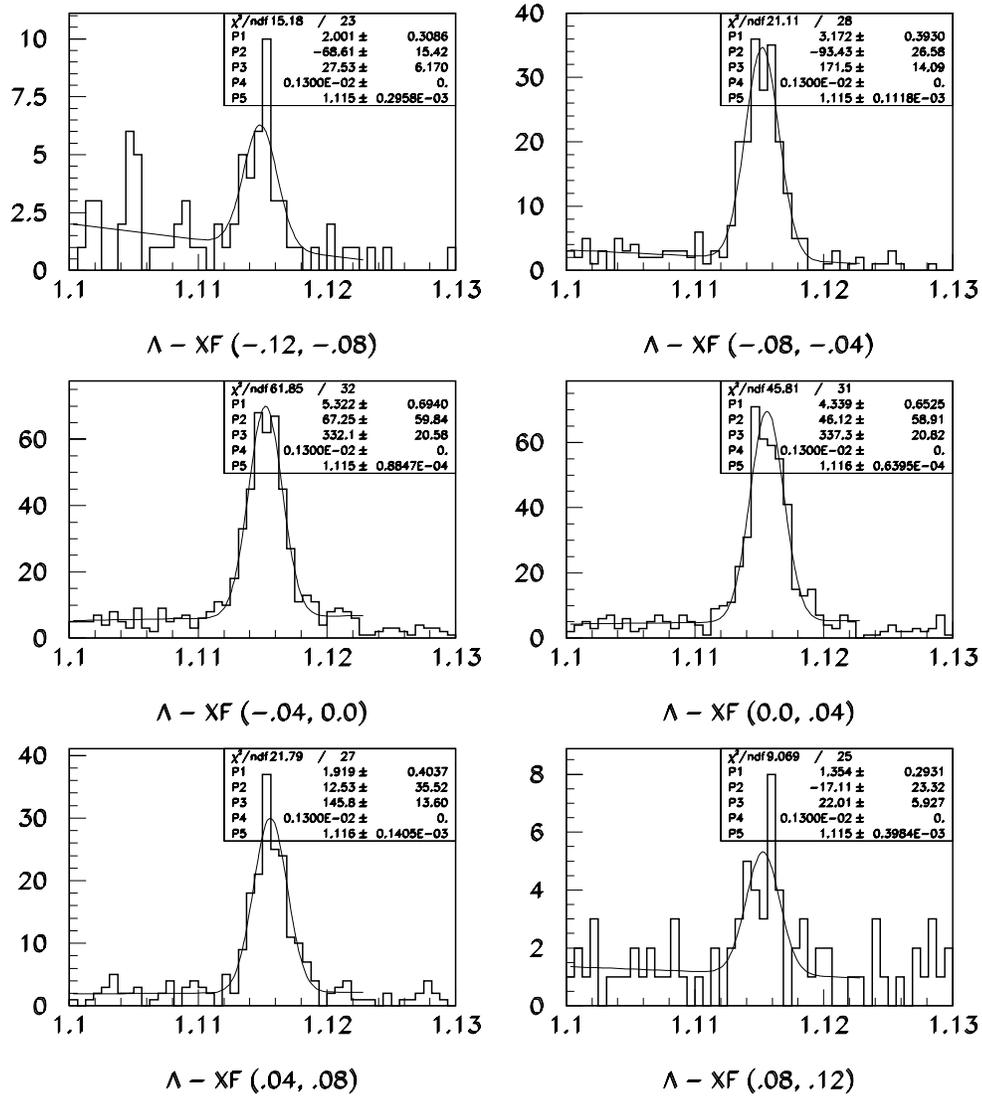


Figura 4.19: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de x_F .

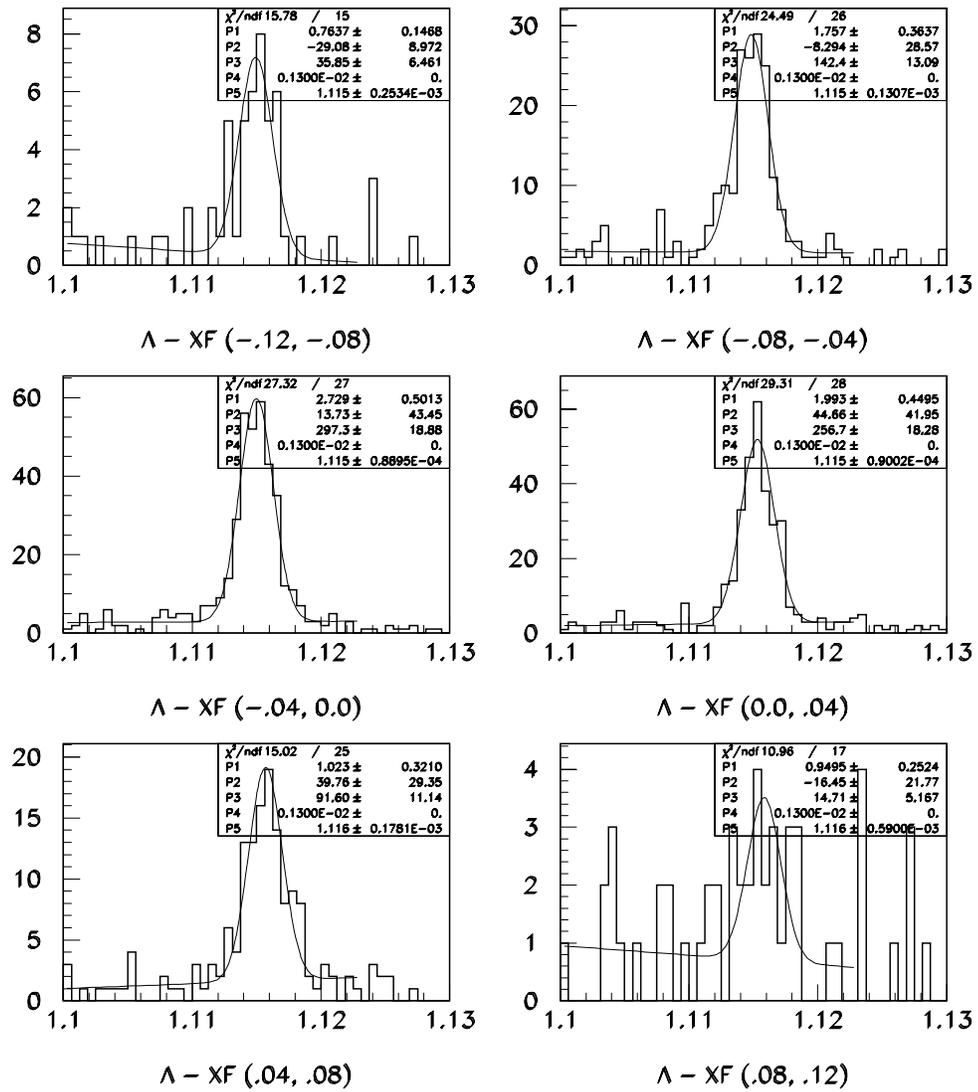


Figura 4.20: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana de Λ^0 produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de x_F .

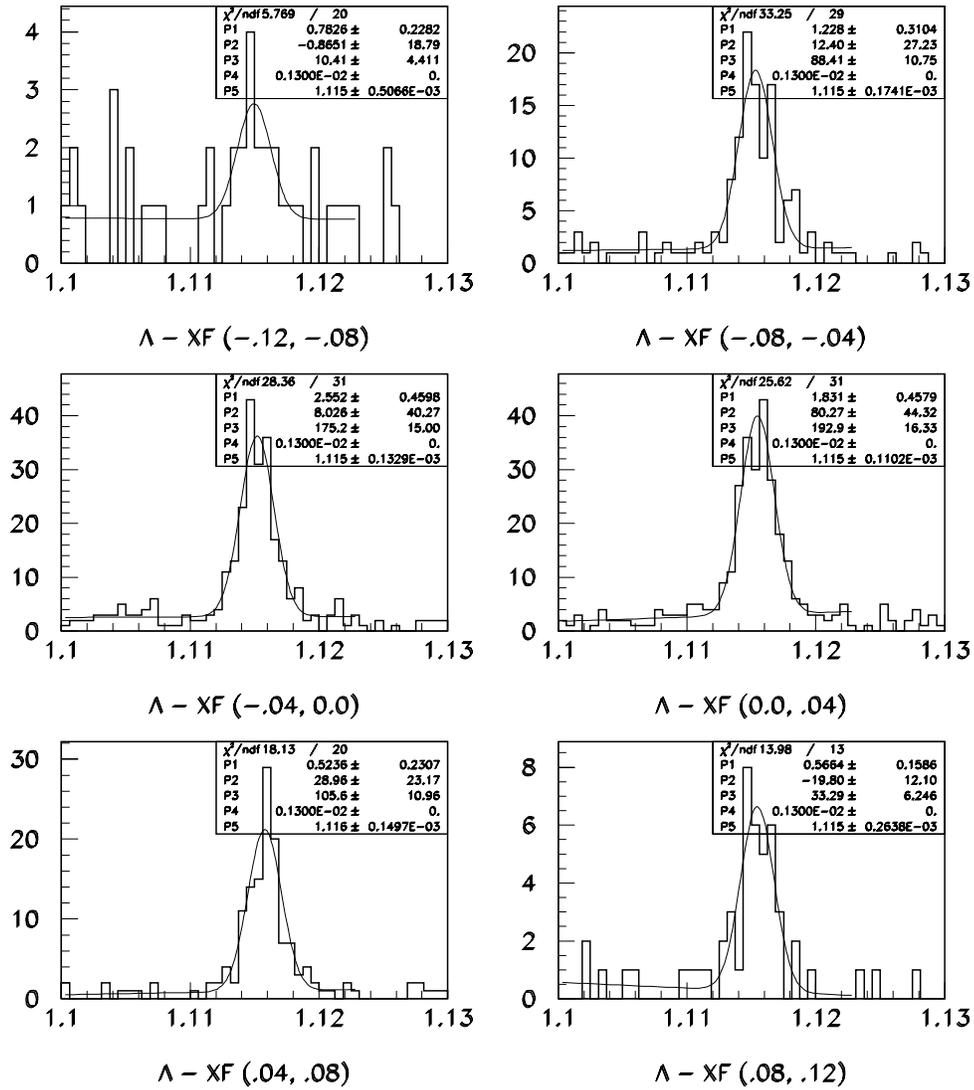


Figura 4.21: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de x_F .

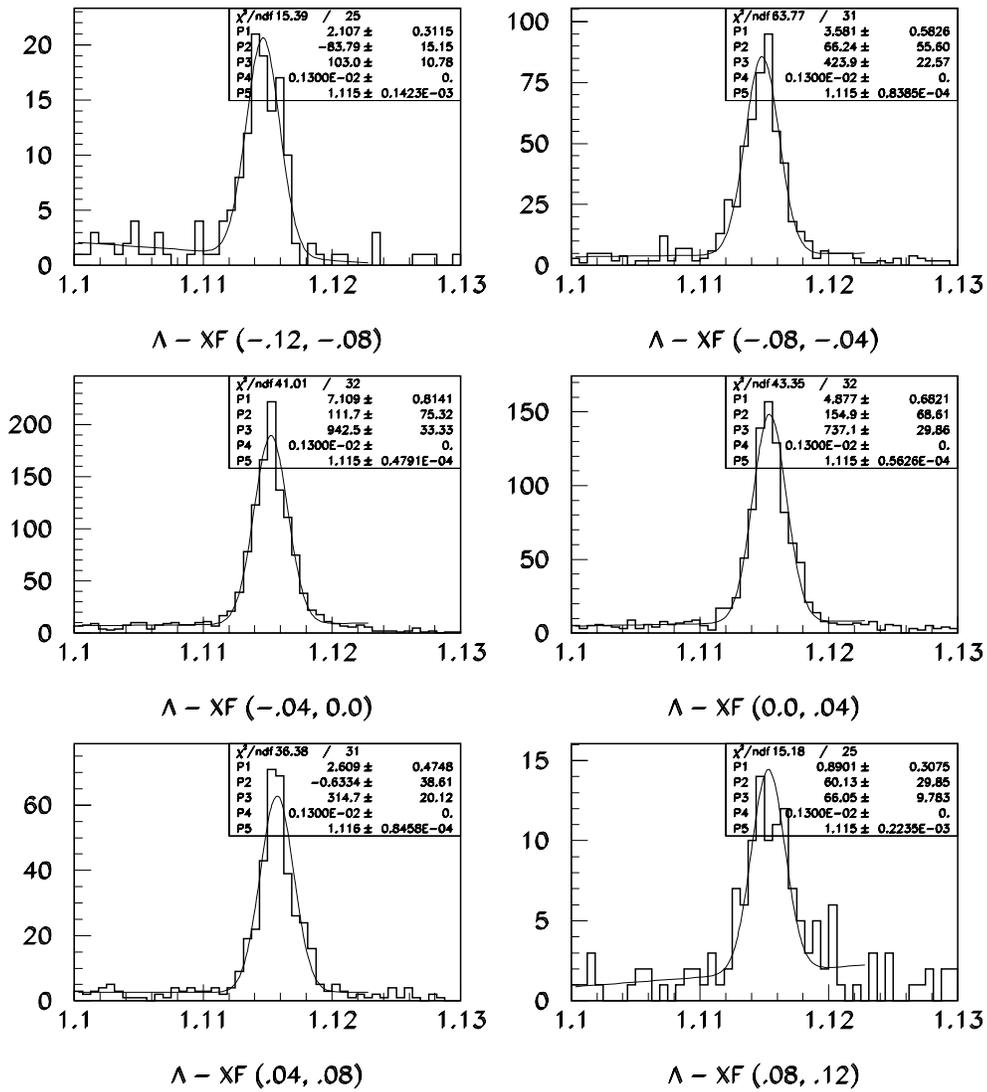


Figura 4.22: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de x_F .

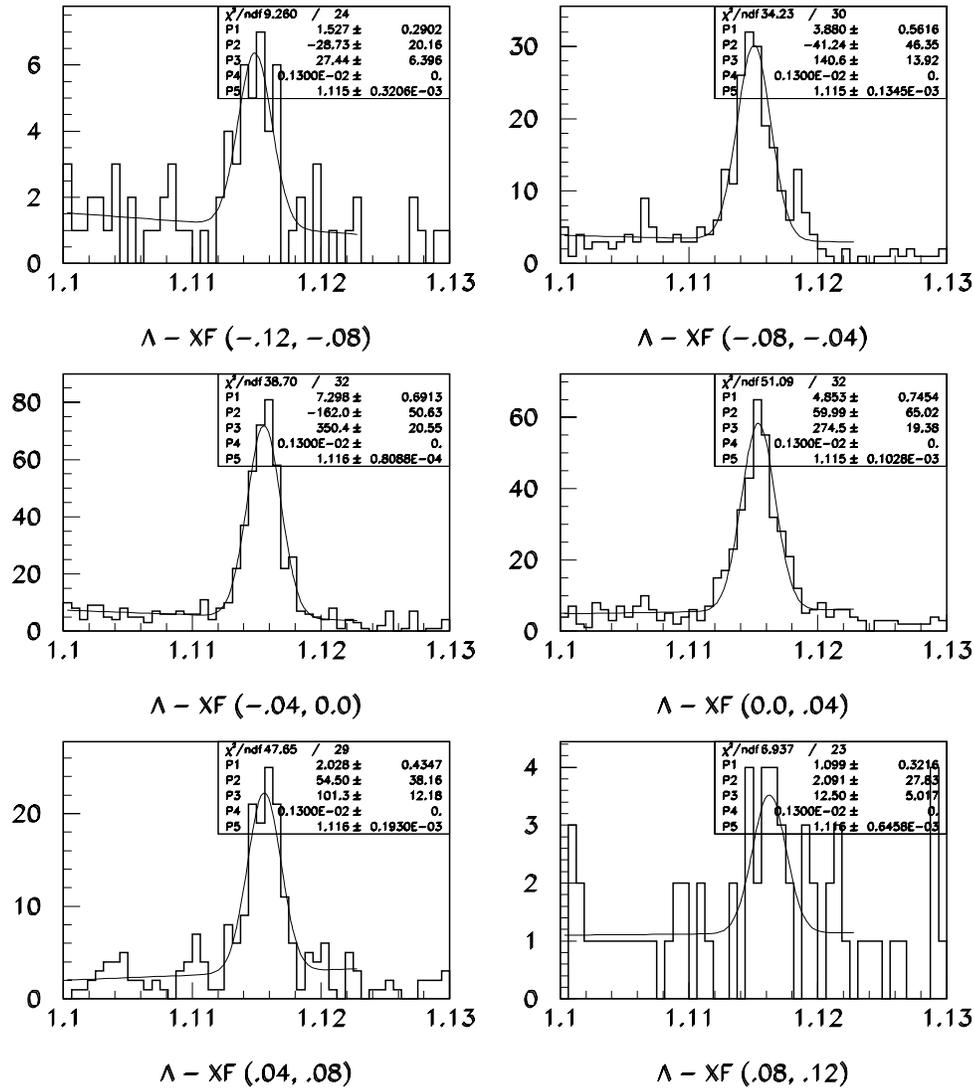


Figura 4.23: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de x_F .

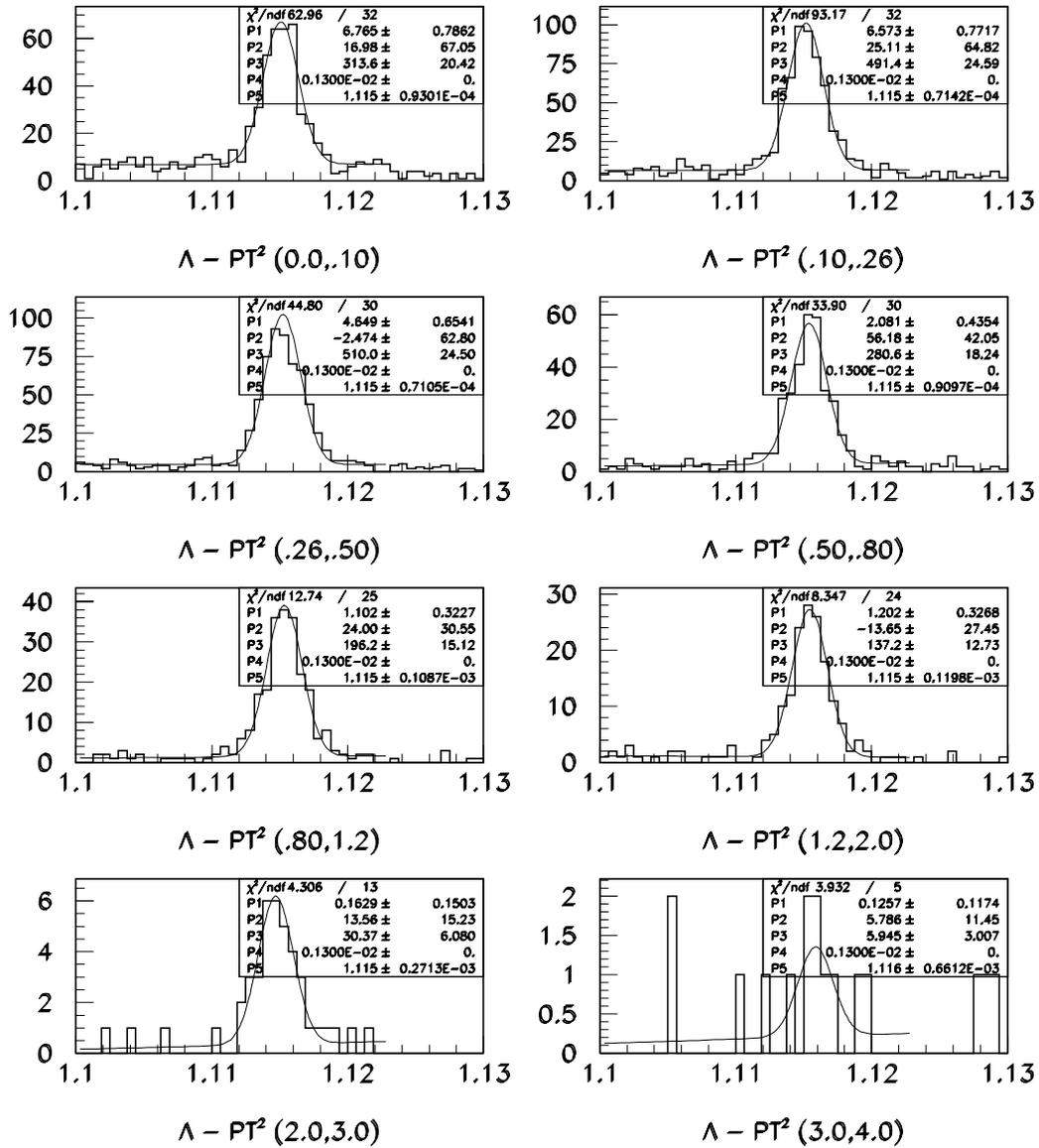


Figura 4.24: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de PT^2 $((GeV/c)^2)$.

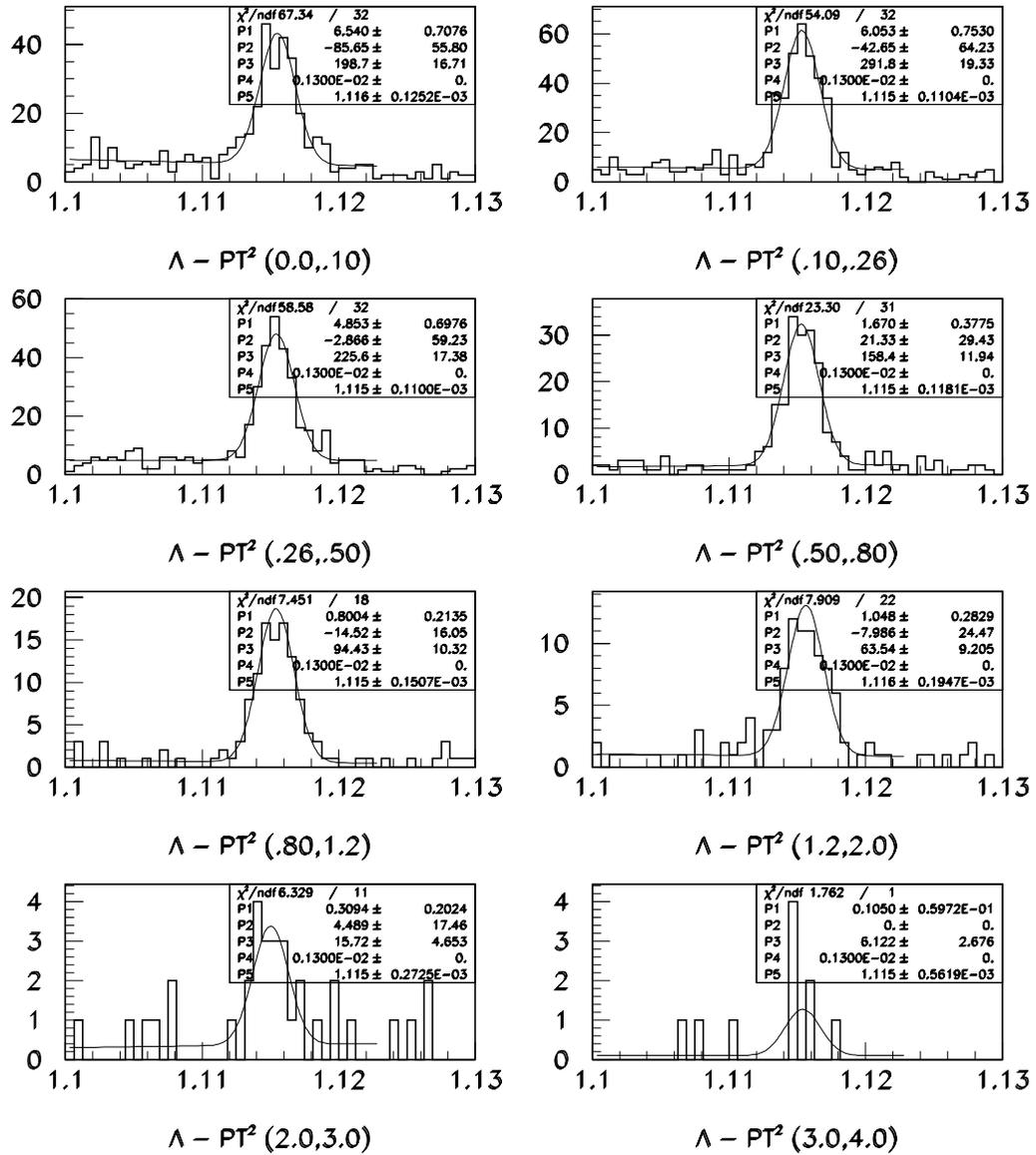


Figura 4.25: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^+ divididos em BINS de PT^2 $((GeV/c)^2)$.

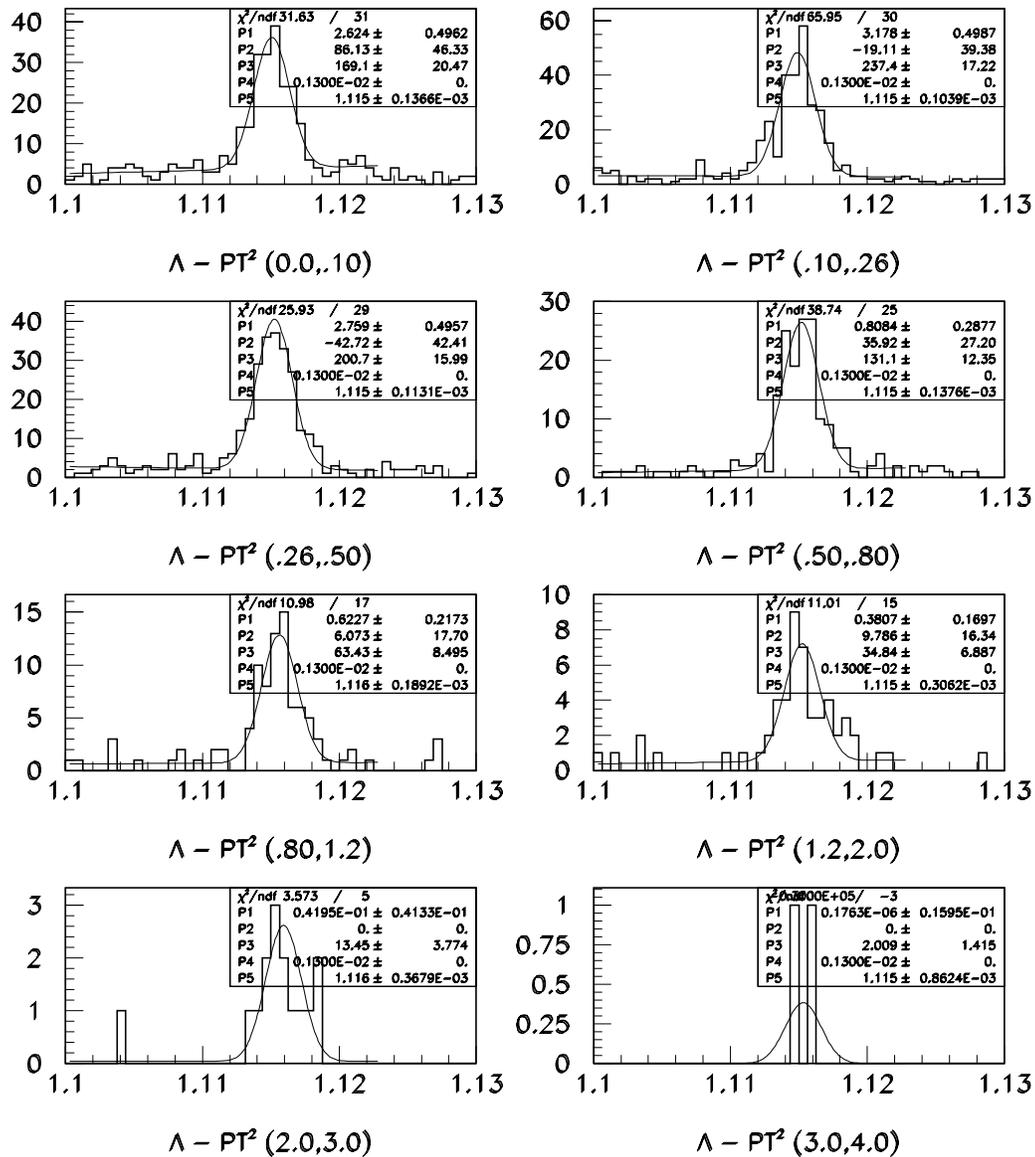


Figura 4.26: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de PT^2 ($(GeV/c)^2$).

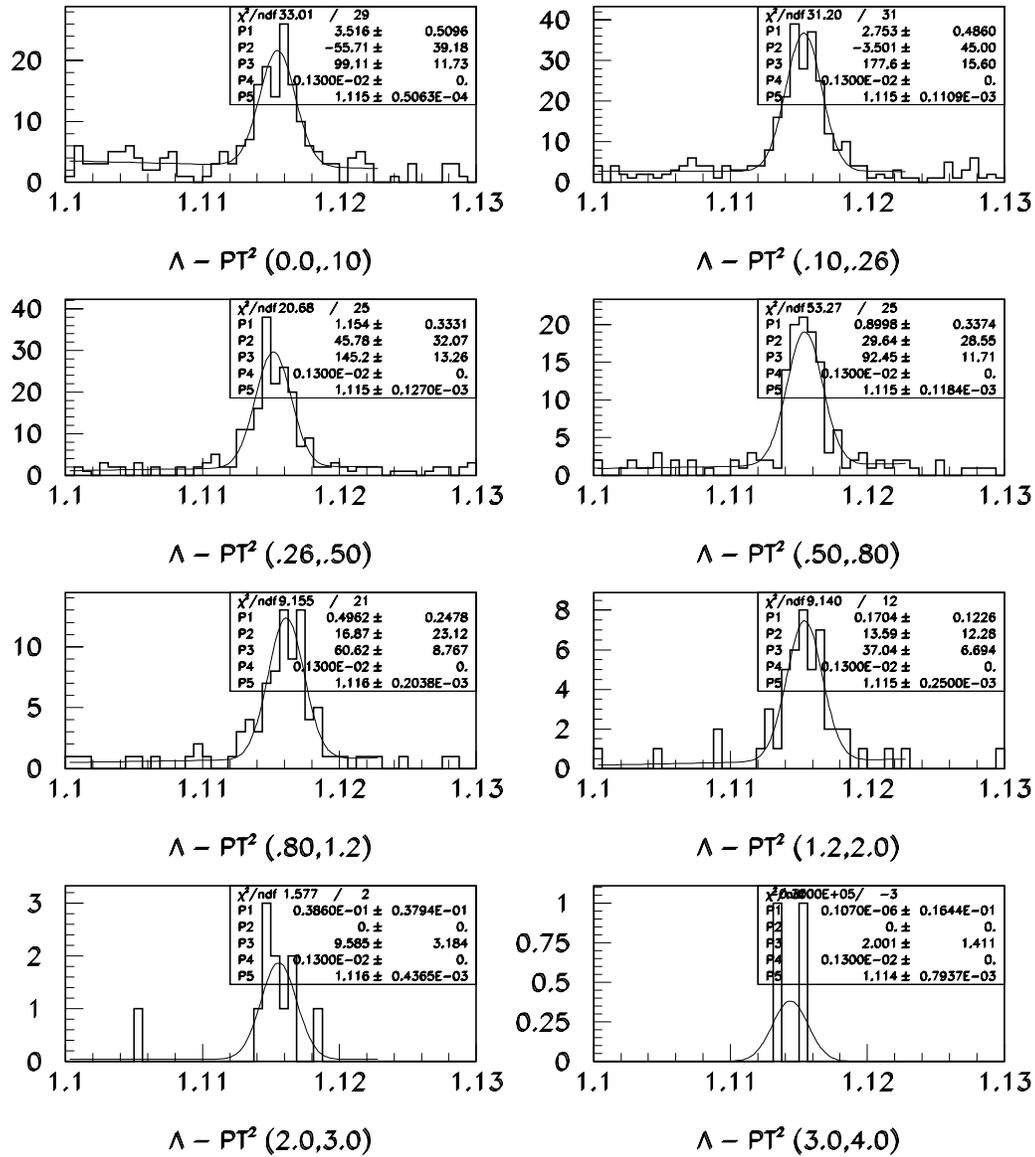


Figura 4.27: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^+ divididos em BINS de PT^2 ($(GeV/c)^2$).

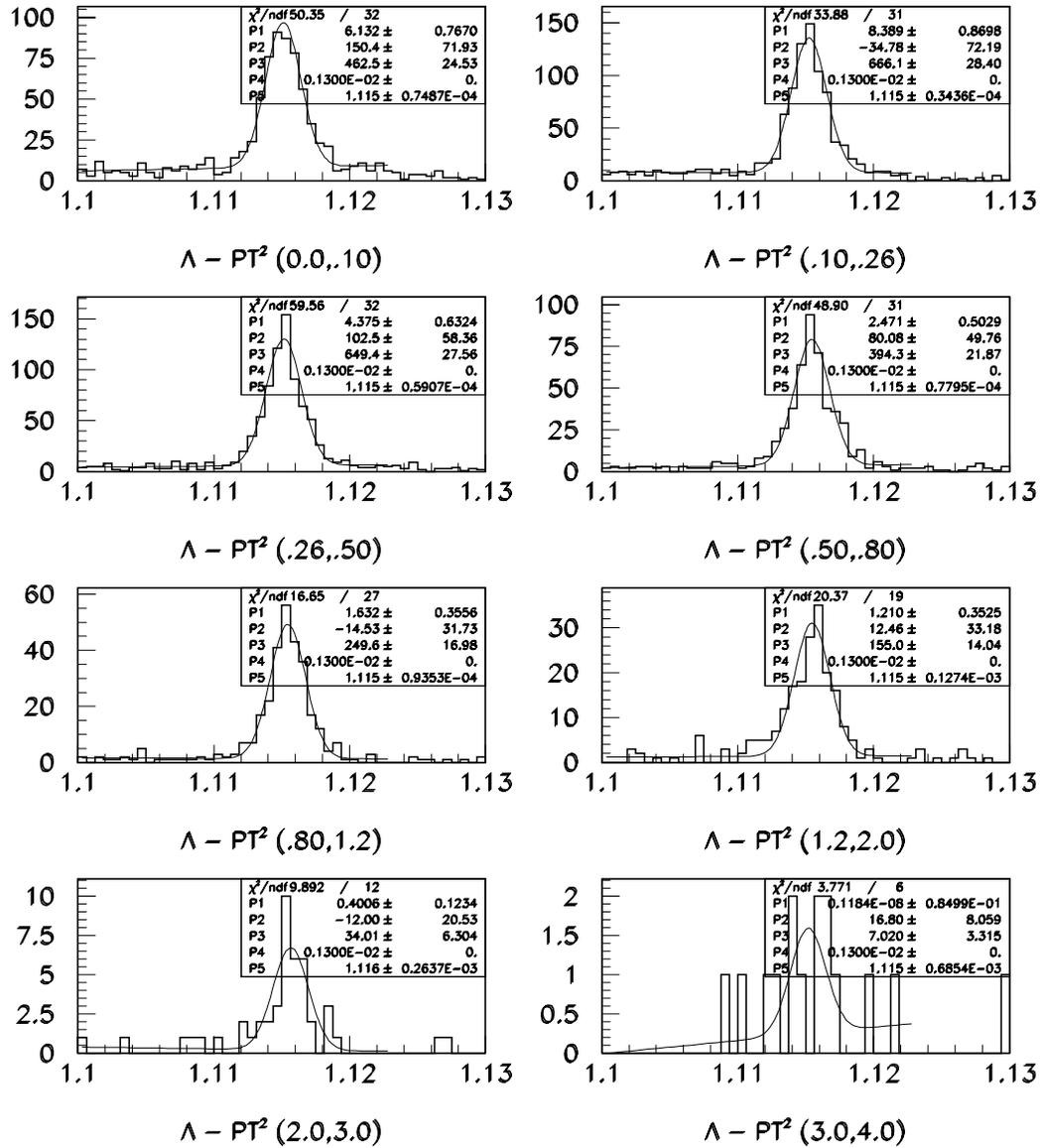


Figura 4.28: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de PT^2 $((GeV/c)^2)$.

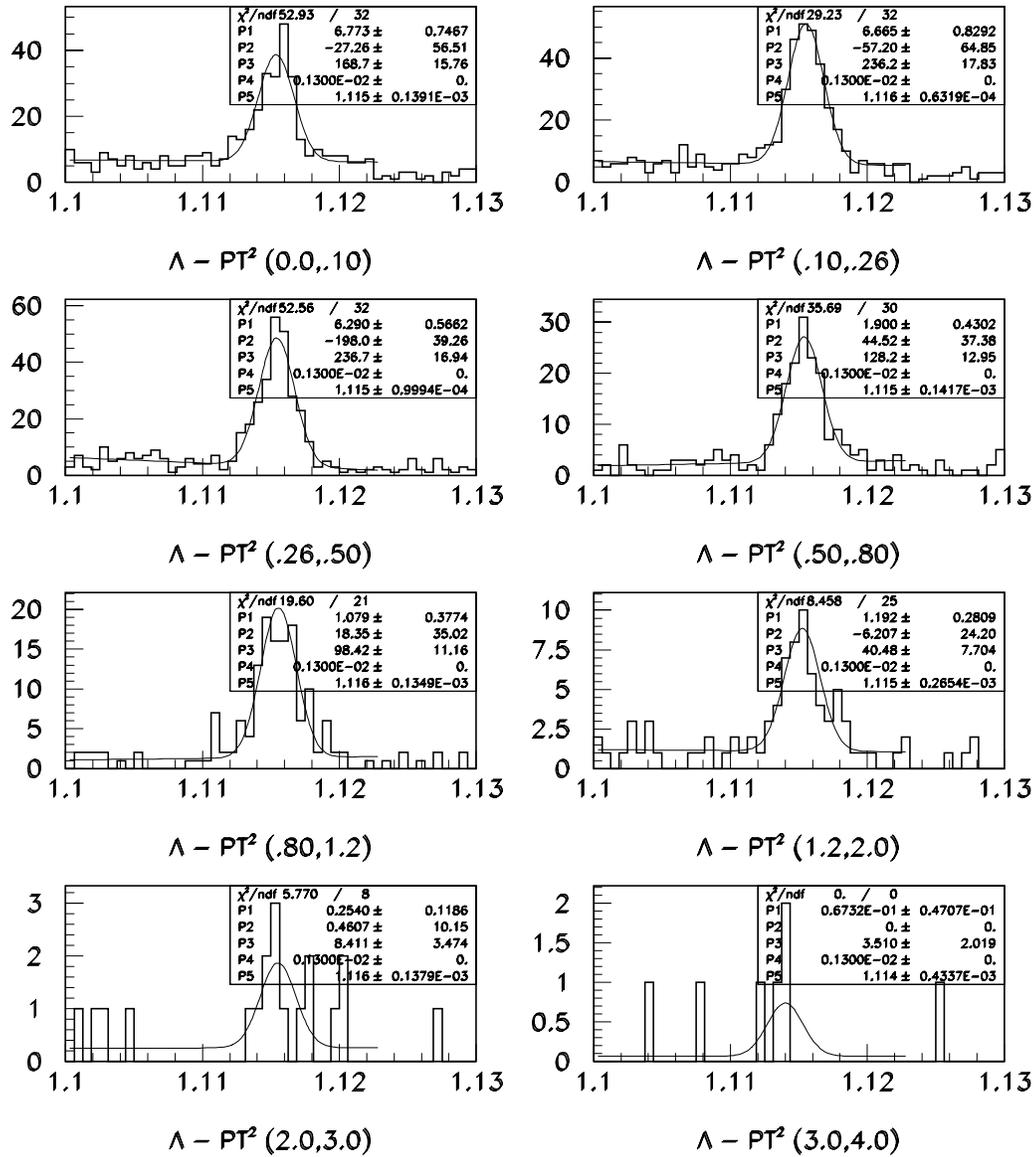


Figura 4.29: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de p^+ divididos em BINS de PT^2 $((GeV/c)^2)$.

1	$0,00 < p_T^2 \leq 0,10$
2	$0,10 < p_T^2 \leq 0,26$
3	$0,26 < p_T^2 \leq 0,50$
4	$0,50 < p_T^2 \leq 0,80$
5	$0,80 < p_T^2 \leq 1,20$
6	$1,20 < p_T^2 \leq 2,00$
7	$2,00 < p_T^2 \leq 3,00$
8	$3,00 < p_T^2 \leq 4,00$

Tabela 4.5: BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para Λ^0 de feixe positivo.

não permite bons ajustes simultaneamente para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$. Assim nossos resultados vão do quarto ao décimo-quarto “bin” de x_F , como mostram as figuras 4.30 a 4.33.

Para ajustar os sinais dos Λ^0 ESTR fixamos a largura de cada sinal no valor obtido com o ajuste do sinal de Monte Carlo para o mesmo BIN. Isso foi feito por que a largura dos sinais ESTR varia bem mais do que nos sinais SESTR.

1	$-0,40 \leq x_F < -0,30$
2	$-0,30 \leq x_F < -0,20$
3	$-0,20 \leq x_F < -0,16$
4	$-0,16 \leq x_F < -0,12$
5	$-0,12 \leq x_F < -0,08$
6	$-0,08 \leq x_F < -0,04$
7	$-0,04 \leq x_F < 0,00$
8	$0,00 \leq x_F < +0,04$
9	$+0,04 \leq x_F < +0,08$
10	$+0,08 \leq x_F < +0,12$
11	$+0,12 \leq x_F < +0,16$
12	$+0,16 \leq x_F < +0,20$
13	$+0,20 \leq x_F < +0,30$
14	$+0,30 \leq x_F \leq +0,40$

Tabela 4.6: BINS de x_F para Λ^0 de feixe negativo.

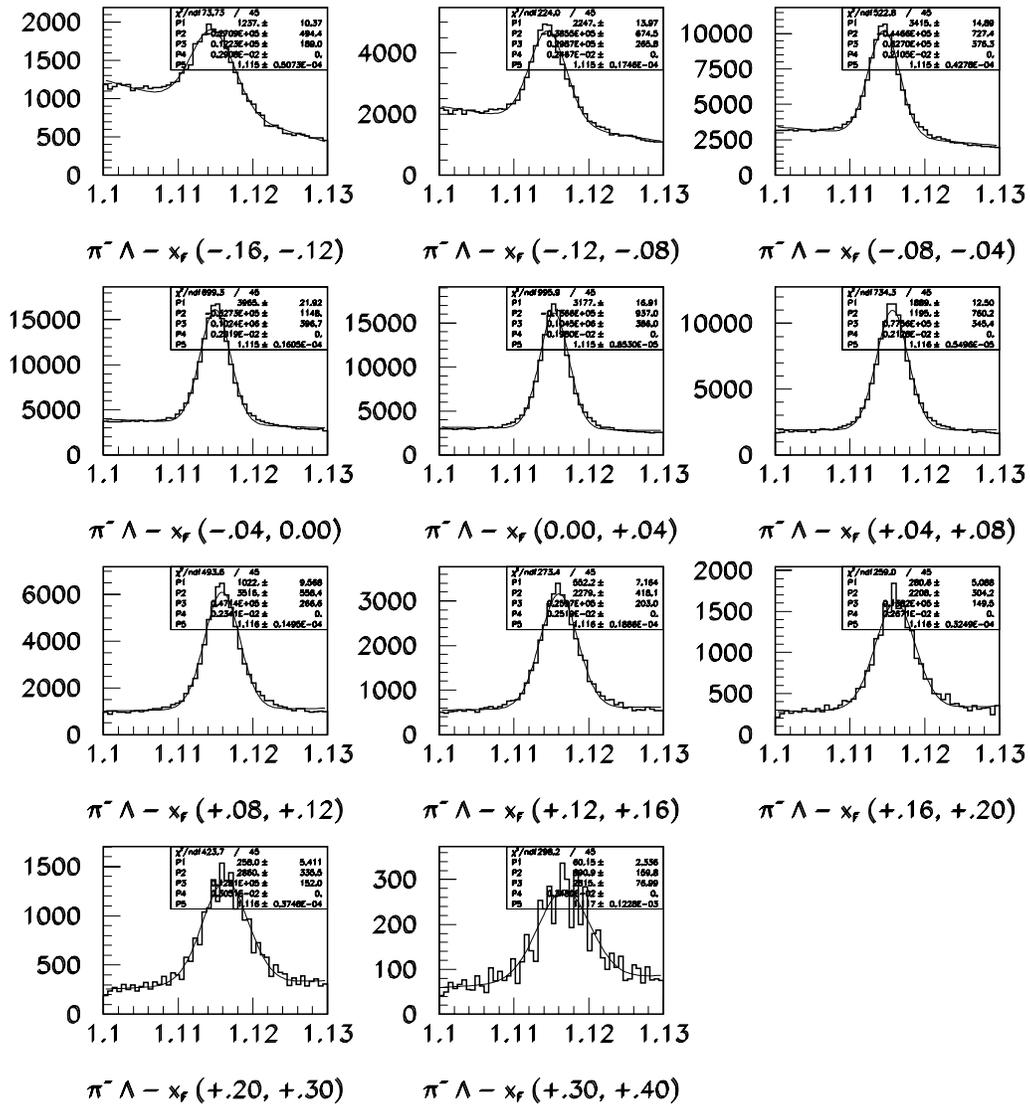


Figura 4.30: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de x_F .

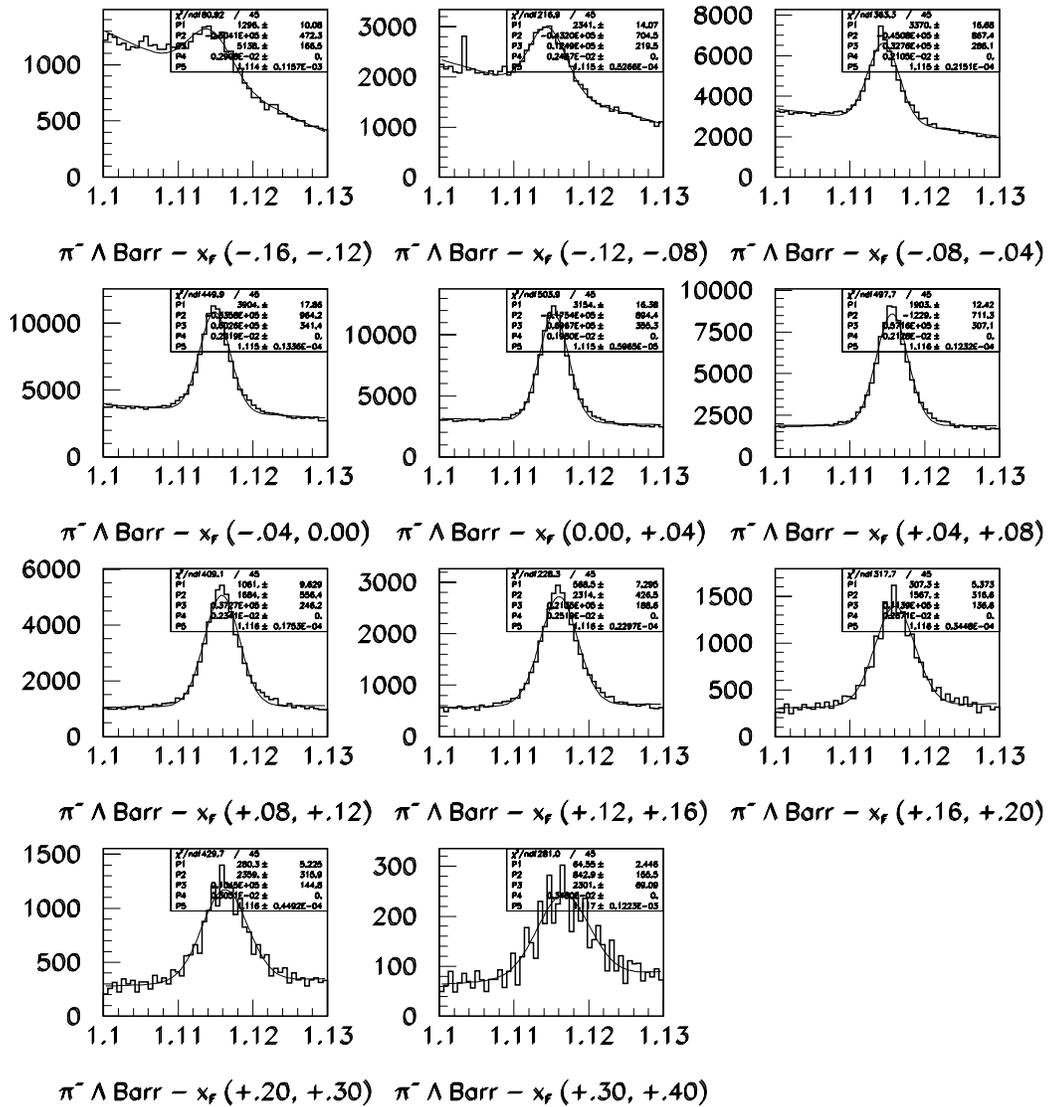


Figura 4.31: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de x_F .

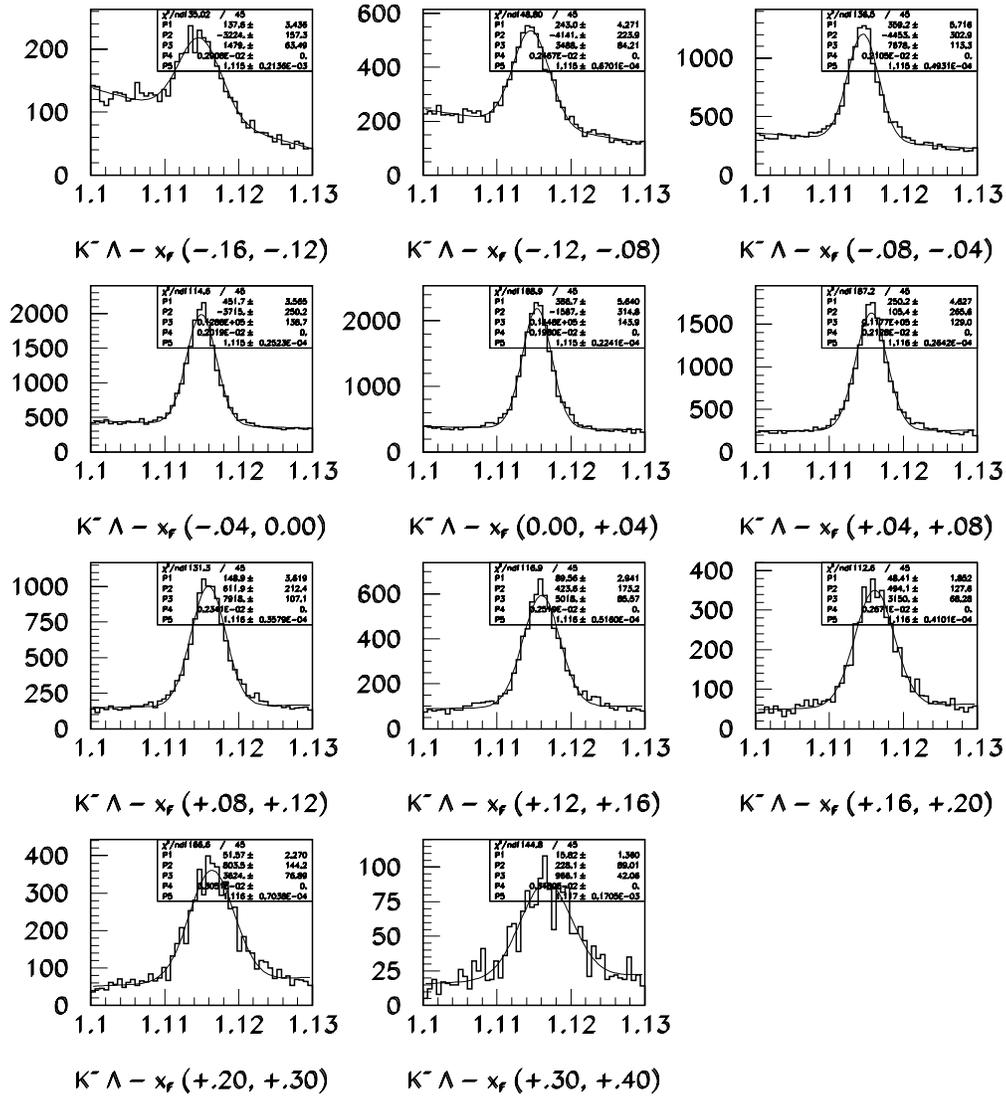


Figura 4.32: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de x_F .

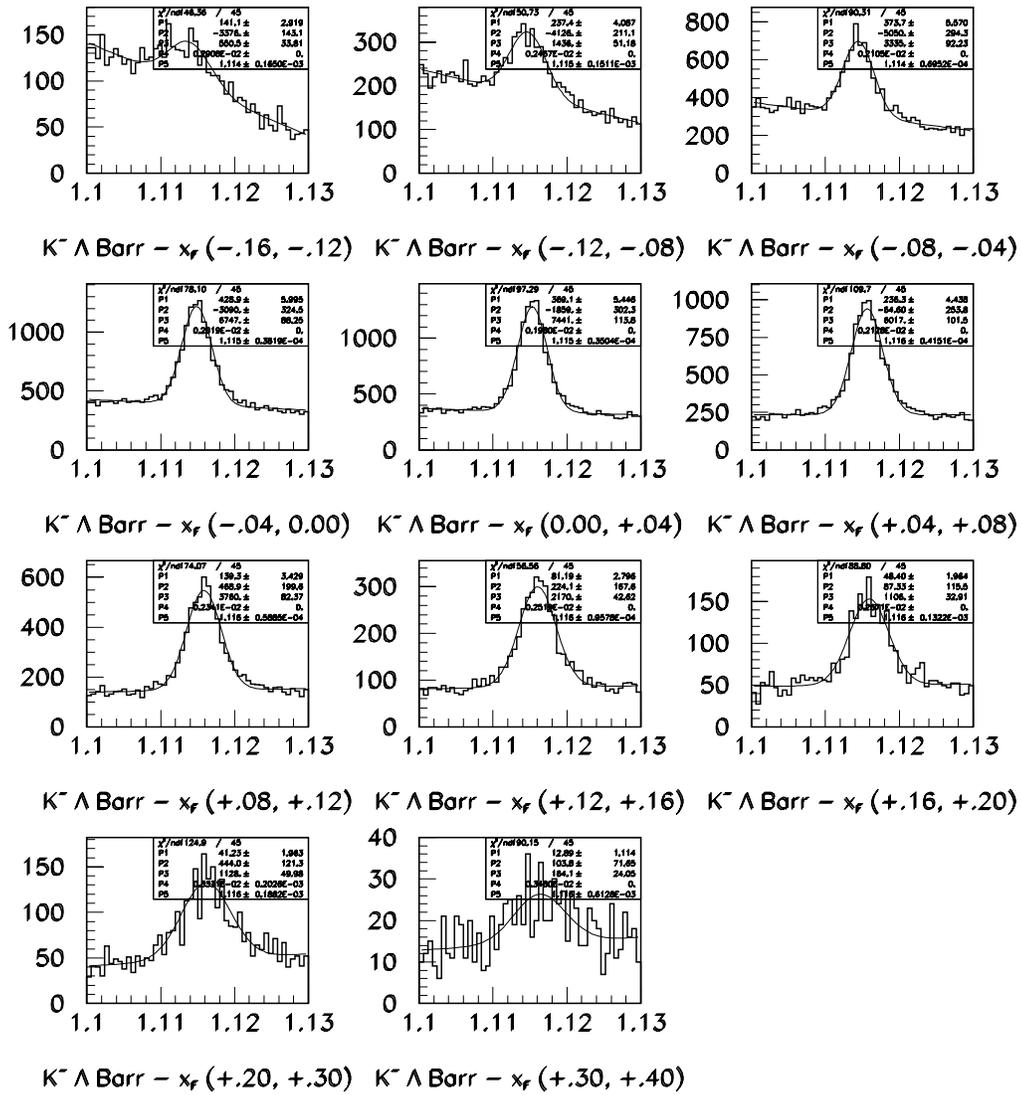


Figura 4.33: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2)) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de x_F .

1	$0,00 < p_T^2 \leq 0,10$
2	$0,10 < p_T^2 \leq 0,26$
3	$0,26 < p_T^2 \leq 0,50$
4	$0,50 < p_T^2 \leq 0,80$
5	$0,80 < p_T^2 \leq 1,20$
6	$1,20 < p_T^2 \leq 2,00$
7	$2,00 < p_T^2 \leq 3,00$
8	$3,00 < p_T^2 \leq 4,00$
9	$4,00 < p_T^2 \leq 6,00$
10	$6,00 < p_T^2 \leq 10,0$

Tabela 4.7: BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para Λ^0 de feixe negativo.

4.5.4 Sinais do Subconjunto Λ^0 ESTR em função de p_T^2

Graças à maior estatística no Subconjunto Λ^0 ESTR é possível investigar regiões de p_T um pouco mais alto. A amostra foi dividida em 10 “bins” de larguras diferentes, como mostra a tabela 4.7. Os ajustes de histogramas, feitos como foi descrito acima, aparecem nas figuras 4.34 a 4.37.

4.6 Cálculo das Eficiências

Uma vez de posse dos sinais de Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$, podemos calcular a assimetria em sua produção a partir de:

$$A = \frac{N_{\Lambda^0} - N_{\bar{\Lambda}^0}}{N_{\Lambda^0} + N_{\bar{\Lambda}^0}} \quad (4.3)$$

onde N_{Λ^0} é $N_{\bar{\Lambda}^0}$ são respectivamente os números de $\bar{\Lambda}^0$ e Λ^0 produzidos. Como nossos sinais de Λ^0 foram obtidos em um processo onde muitos eventos deixam de ser registrados ou terminam por não entrar no cálculo do sinal, é preciso introduzir a eficiência ϵ relativa a todo o processo pelo qual passam os Λ^0 , desde a interação com os detectores até os

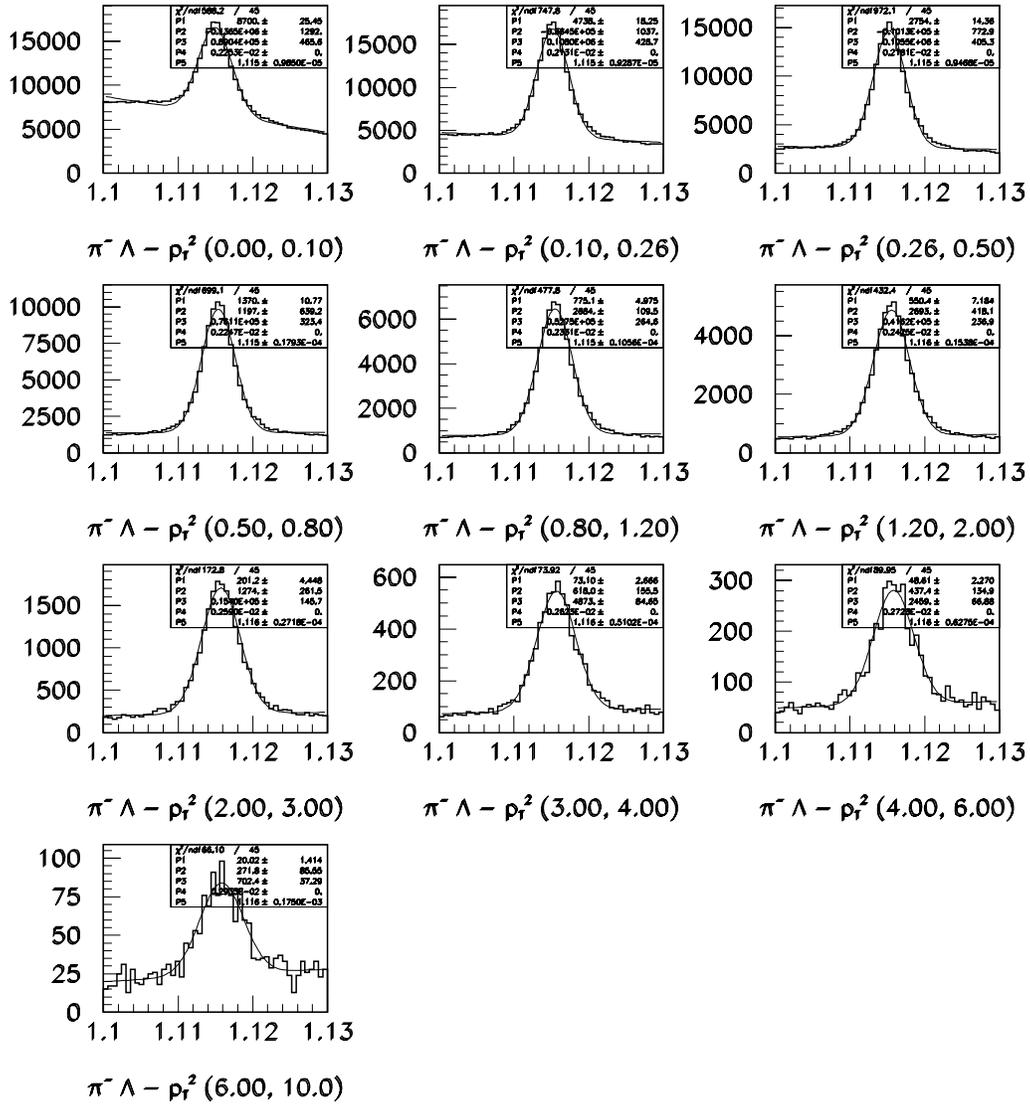


Figura 4.34: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).

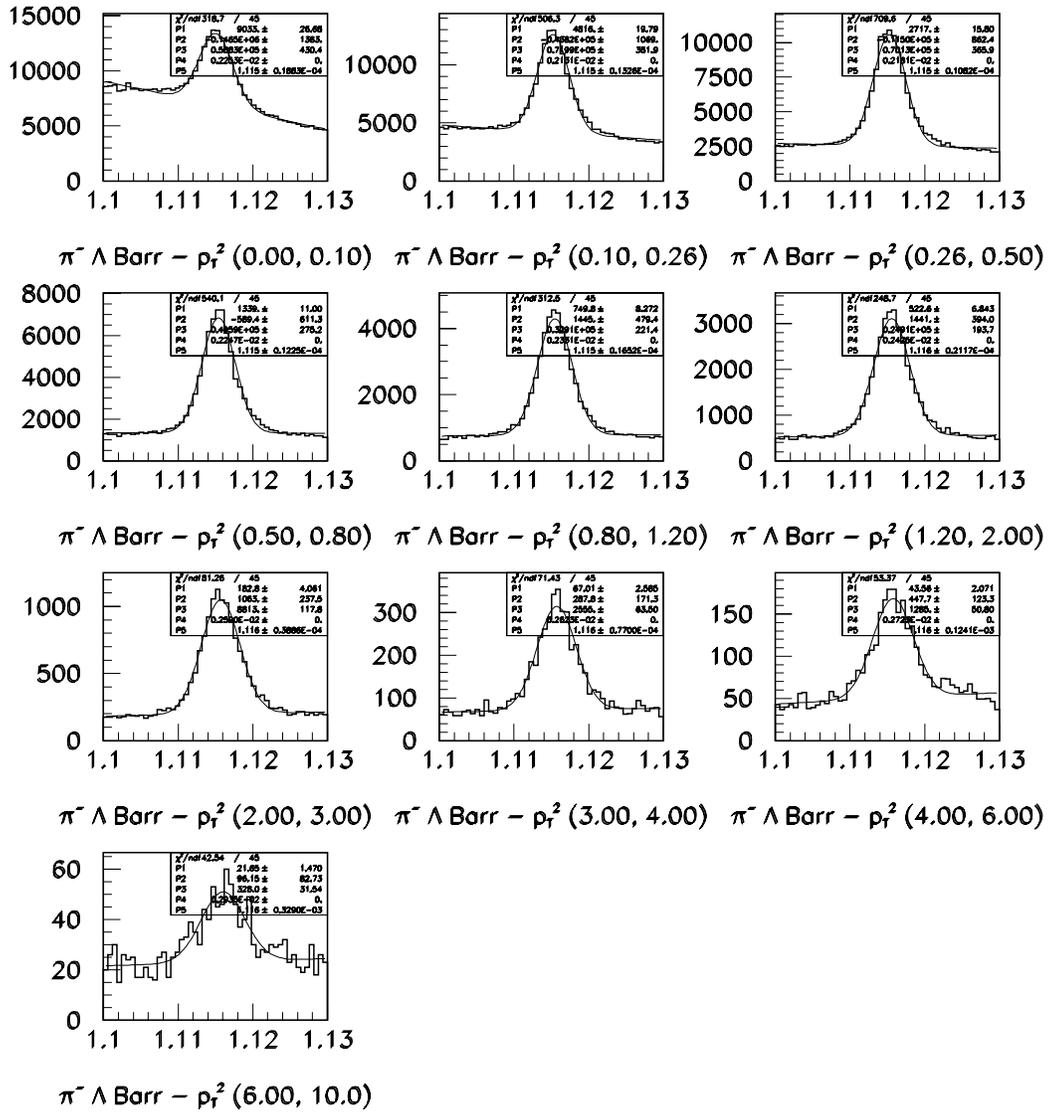


Figura 4.35: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de π^- divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).

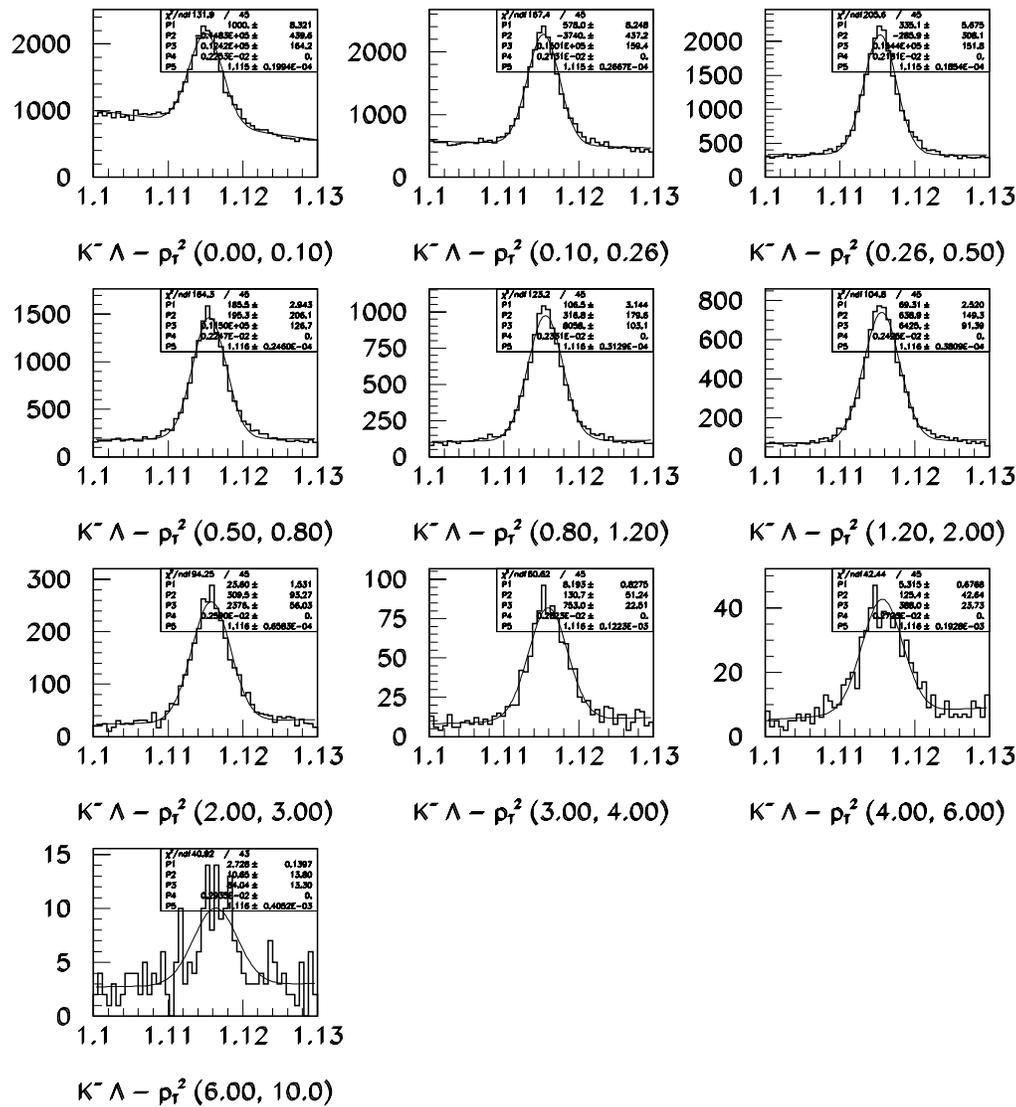


Figura 4.36: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de Λ^0 produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de p_T^2 ($(GeV/c)^2$).

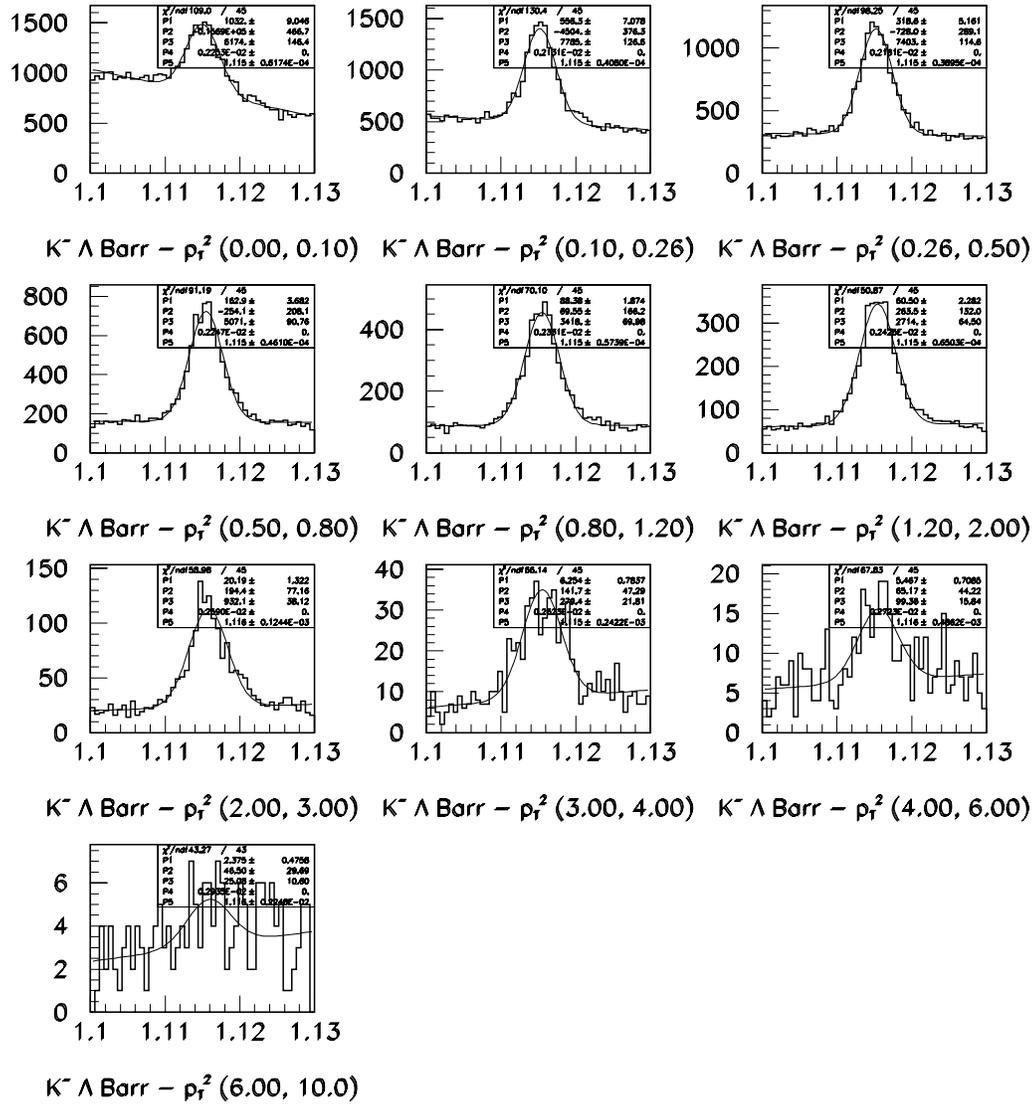


Figura 4.37: Sinais (número de eventos por intervalo de massa invariante (GeV/c^2) ajustado por uma curva gaussiana) de $\bar{\Lambda}^0$ produzidos por feixe de K^- divididos em BINS de p_r^2 ($(GeV/c)^2$).

cortes de análise. A assimetria fica então

$$A = \frac{\frac{S_{\Lambda^0}}{\epsilon_{\Lambda^0}} - \frac{S_{\bar{\Lambda}^0}}{\epsilon_{\bar{\Lambda}^0}}}{\frac{S_{\Lambda^0}}{\epsilon_{\Lambda^0}} + \frac{S_{\bar{\Lambda}^0}}{\epsilon_{\bar{\Lambda}^0}}} \quad (4.4)$$

ou, se definimos a Razão de Eficiências R como

$$R = \frac{\epsilon_{\Lambda^0}}{\epsilon_{\bar{\Lambda}^0}} \quad (4.5)$$

temos

$$A = \frac{S_{\Lambda^0} - S_{\bar{\Lambda}^0} \times R}{S_{\Lambda^0} + S_{\bar{\Lambda}^0} \times R} \quad (4.6)$$

Se o detector tem a mesma eficiência para captar Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ então $R = 1$. Assim, se obtemos uma Razão entre Eficiências compatível com 1 podemos calcular a Assimetria diretamente a partir dos sinais.

O erro estatístico associado aos valores de assimetria é calculado a partir de

$$\delta A = \frac{2}{(N_{\Lambda^0} + N_{\bar{\Lambda}^0})^2} \sqrt{(N_{\bar{\Lambda}^0}(\delta N_{\Lambda^0}))^2 + (N_{\Lambda^0}(\delta N_{\bar{\Lambda}^0}))^2} \quad (4.7)$$

onde N_{Λ^0} pode ser substituída por S_{Λ^0} caso se conclua que a correção pro eficiências é desnecessária.

Para calcular as eficiências utilizamos a informação que o pacote de geração de Monte Carlo mantém sobre os eventos gerados na primeira fase do processo. A eficiência é definida por

$$\epsilon = \frac{S_{MC}}{N_{MC}} \quad (4.8)$$

onde S_{MC} é o sinal obtido no ajuste dos histogramas de Monte Carlo após a Reconstrução e a aplicação dos cortes de análise, e N_{MC} o simples número de eventos gerados naquela mesma região de interesse.

4.6.1 Eficiências em função de x_F para Λ^0 SESTR

Para obter as eficiências para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ do Subconjunto Λ^0 SESTR dividimos o Monte Carlo nos bins mostrados na tabela 4.4 e ajustamos o sinal para cada um dos bins. Os valores dos sinais são então transferidos para os histogramas mostrados na parte inferior da figura 4.38. Para obter a variação da eficiência com x_F dividimos esses histogramas pelos histogramas de eventos gerados, mostrados na mesma figura. As eficiências resultantes são mostradas na figura 4.39, juntamente com a razão entre elas.

4.6.2 Eficiências em função de p_T^2 para Λ^0 SESTR

Utilizamos o mesmo método descrito acima, com os bins mostrados na tabela 4.6. As eficiências resultantes e a razão entre as mesmas são mostradas na figura 4.40.

4.6.3 Eficiências em função de x_F e p_T^2 para Λ^0 SESTR

Uma outra maneira de se calcular a eficiência é um gráfico tridimensional com diferentes valores de ϵ para pequenas regiões (x_F, p_T^2) . Para obter essas eficiências dividimos a amostra de Monte Carlo em 48 regiões e procedemos os ajustes de sinal do mesmo modo descrito acima. Os histogramas de ϵ e a razão R entre as eficiências são mostrados nas figuras 4.41 e 4.42. A qualidade desse resultado foi prejudicada pela estatística relativamente baixa da amostra de Monte Carlo, e por isso ele acabou não sendo utilizado nos passos seguintes da análise.

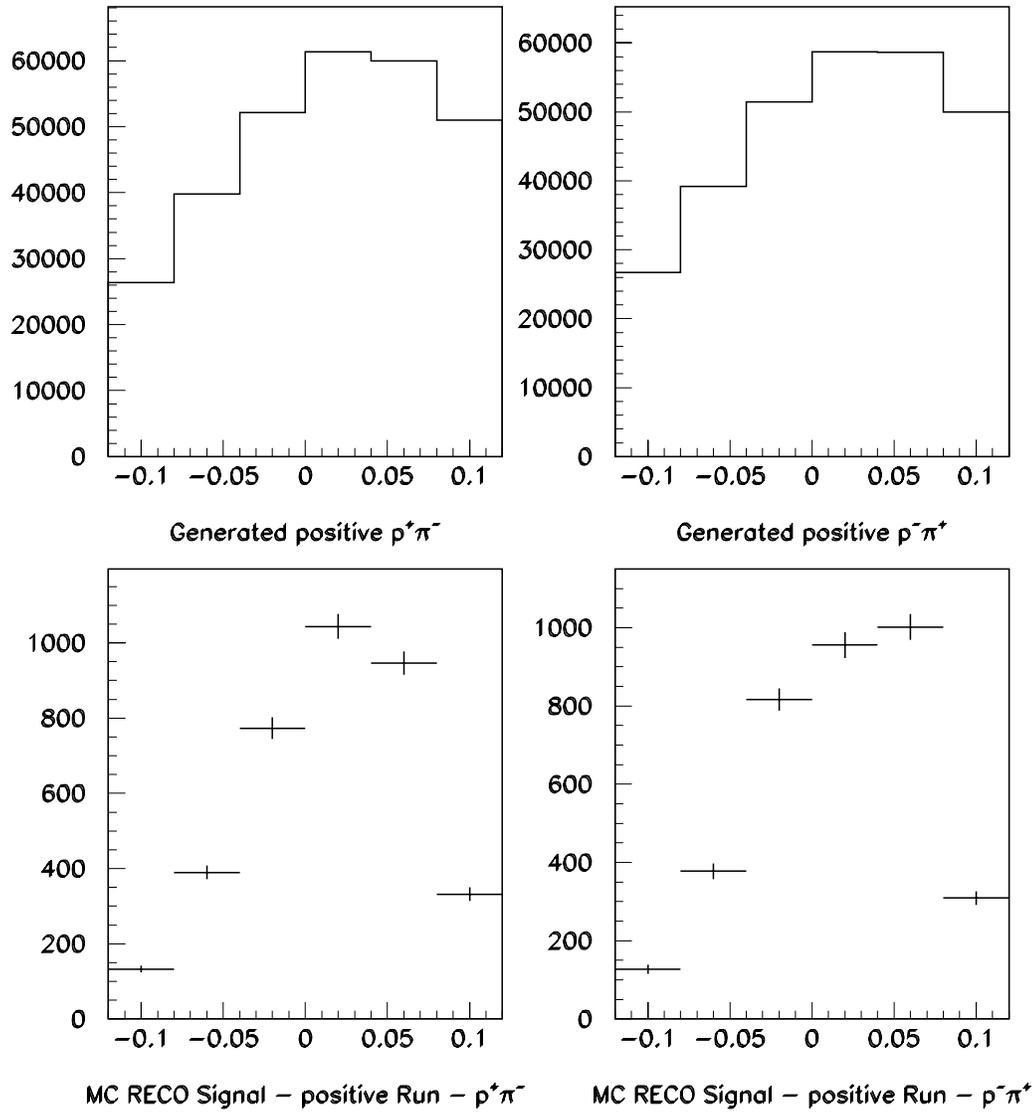


Figura 4.38: Na parte superior da figura mostramos o Monte Carlo gerado (número de eventos por intervalo de x_F); na parte inferior a fração desse Monte Carlo que passou pelas etapas de digitalização e reconstrução e pelos cortes de análise (número de eventos por intervalo de x_F ajustado por uma curva gaussiana).

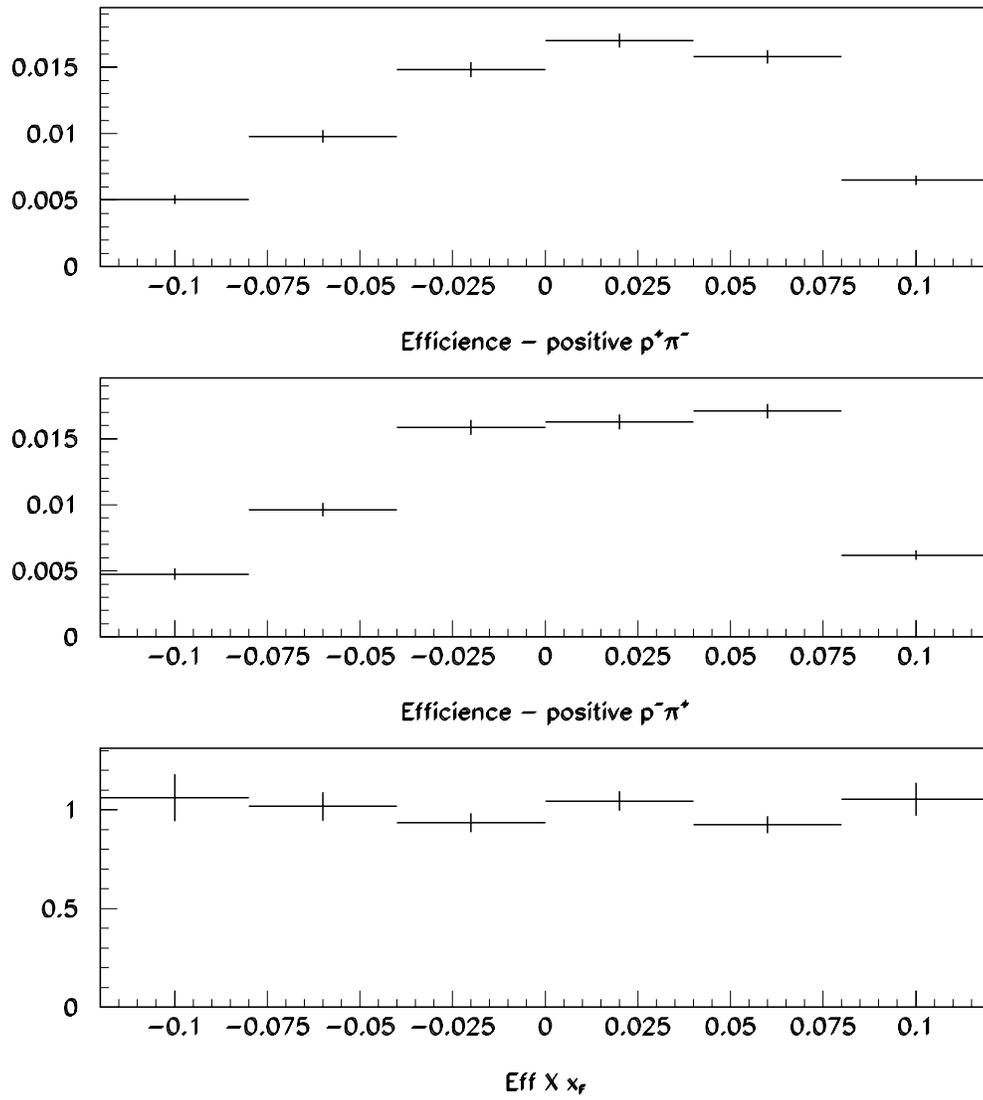


Figura 4.39: Eficiências em função de x_F para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ calculadas com o Monte Carlo SESTR e a razão entre elas.

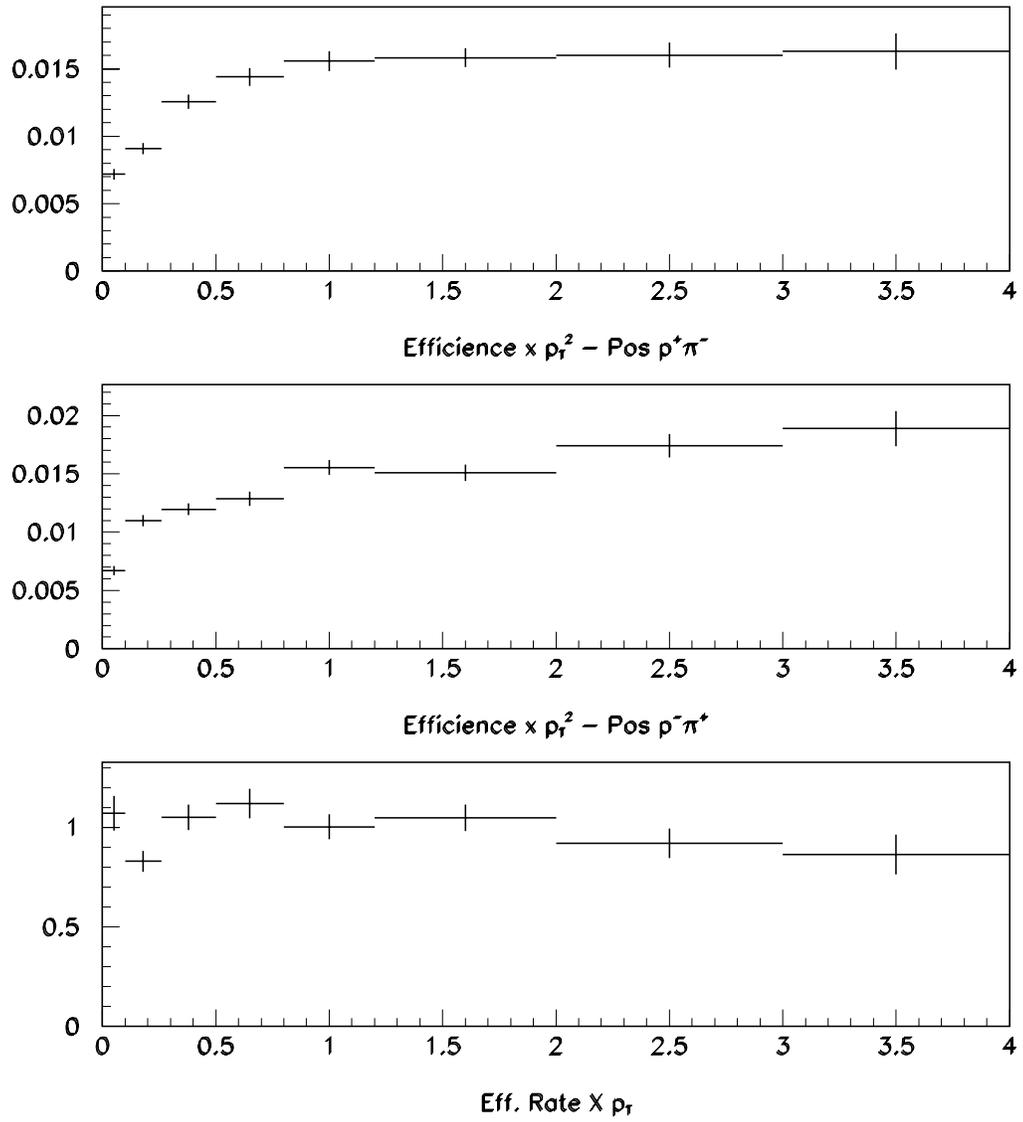


Figura 4.40: Eficiências em função de p_T^2 para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ calculadas com o Monte Carlo SESTR e a razão entre elas.

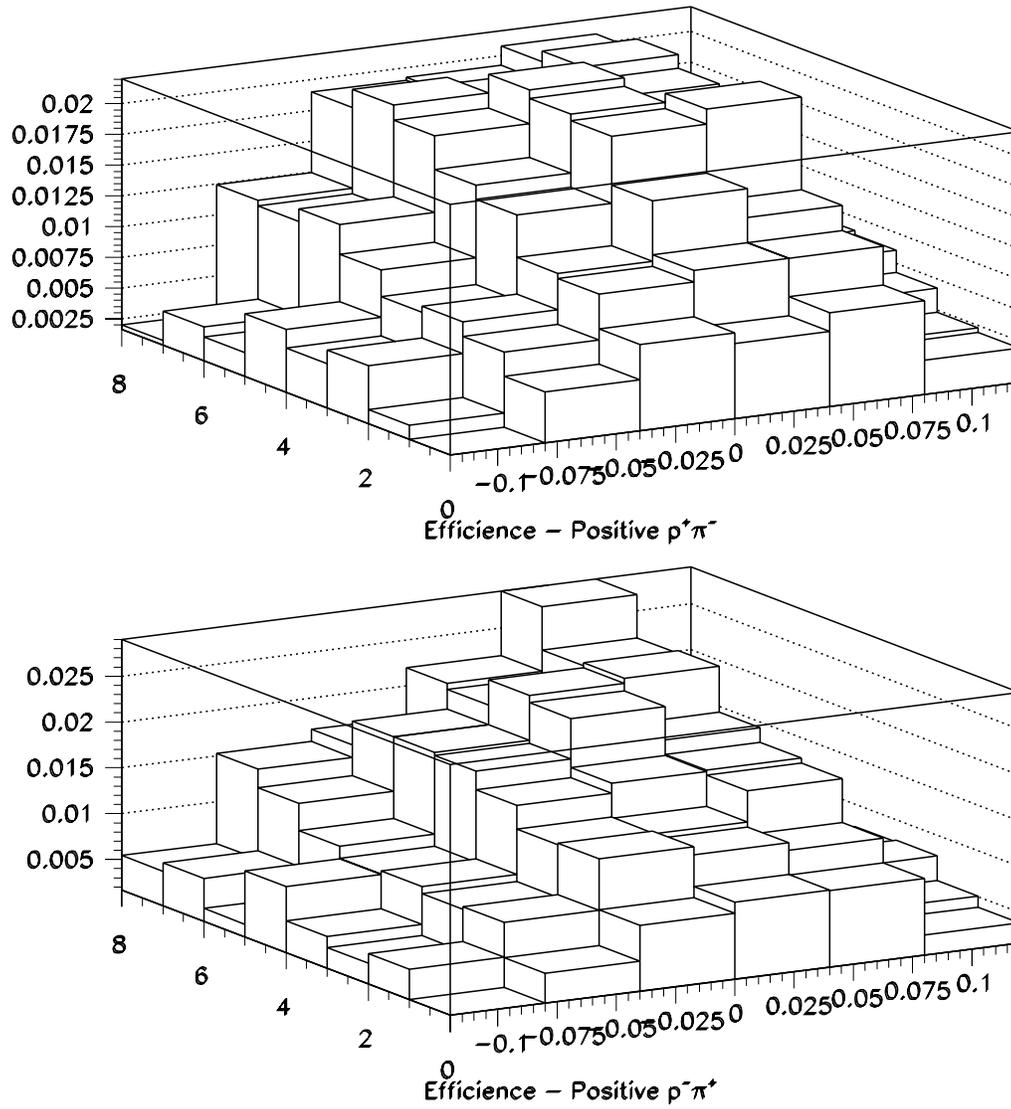


Figura 4.41: Eficiências em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para Λ^0 e $\bar{\Lambda}^0$ calculadas com o Monte Carlo SESTR.

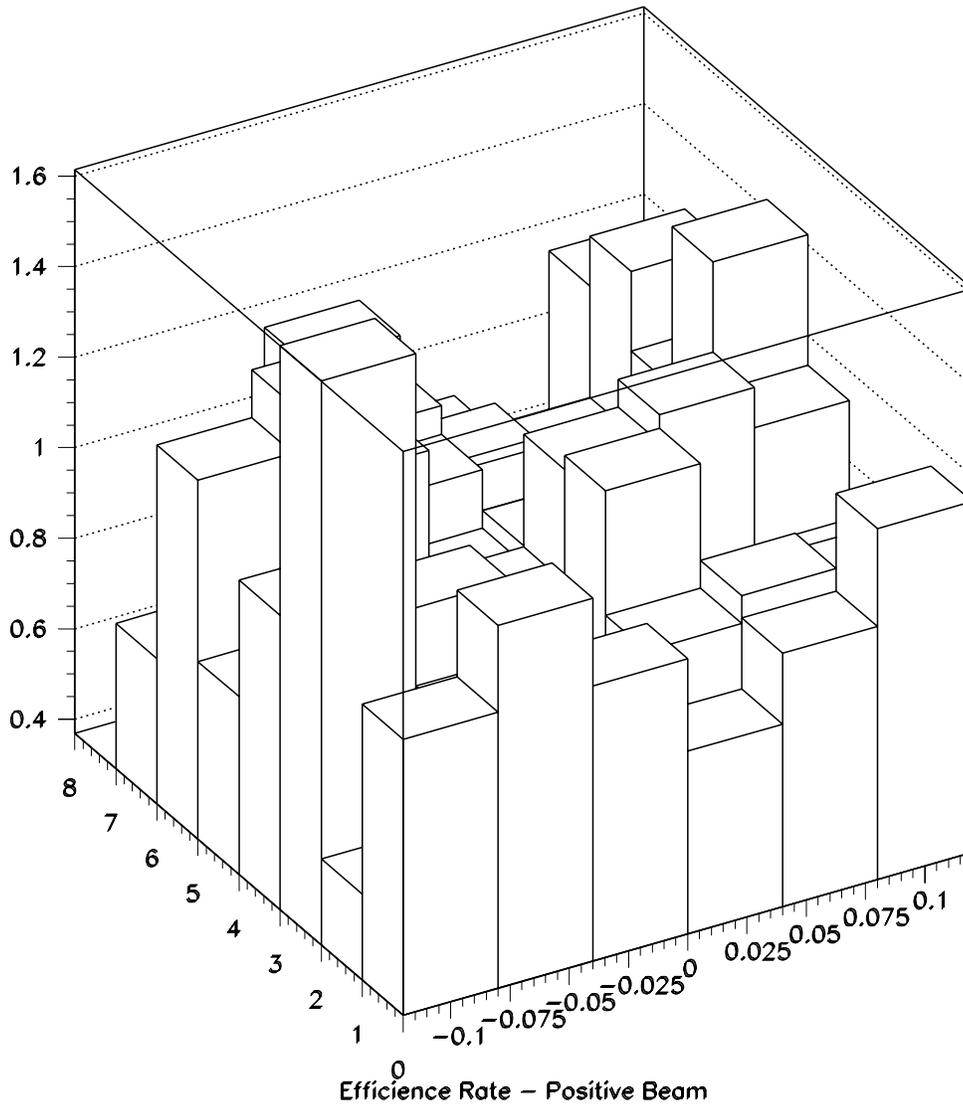


Figura 4.42: Razão das Eficiências em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$) calculadas com o Monte Carlo SESTR.

4.6.4 Eficiências para Λ^0 ESTR

Utilizando o Monte Carlo Λ^0 ESTR e os cortes de análise da tabela 4.3 repetimos o procedimento das seções 4.6.1 e 4.6.2. As eficiências obtidas e as razões entre elas são mostradas nas figuras 4.43 e 4.44.

4.7 Cálculo das Assimetrias

Analisando os resultados que aparecem nas figuras 4.39, 4.40, 4.43 e 4.44 concluímos que as razões entre eficiências são suficientemente compatíveis com $R = 1$. Assim calculamos os valores de assimetria diretamente a partir dos sinais mostrados na seção 4.5. Os resultados aparecem nas figuras 4.45 e 4.46.

4.7.1 Teste de Consistência: Assimetria SESTR para feixe negativo

O principal motivo de usarmos o Subconjunto Λ^0 ESTR para calcular as assimetrias de feixe negativo foi a baixa estatística da amostra de K^- no Subconjunto Λ^0 SESTR. Para feixe de π^- , contudo, a amostra ESTR era bastante satisfatória.

Calculamos então a assimetria na produção de Λ^0 com feixe de π^- , utilizando dados SESTR, para comparar com o resultado mostrado acima. Os resultados obtidos são mostrados na figura 4.47. É possível notar que na região de x_F onde os dois resultados estão presentes, eles são bastante compatíveis. Notamos também que os erros estatísticos do resultado com SESTR são muito maiores, já que a amostra disponível é menor. No resultado em função de p_T^2 a compatibilidade também existe, ainda que a baixa estatística prejudique ainda mais o resultado SESTR.

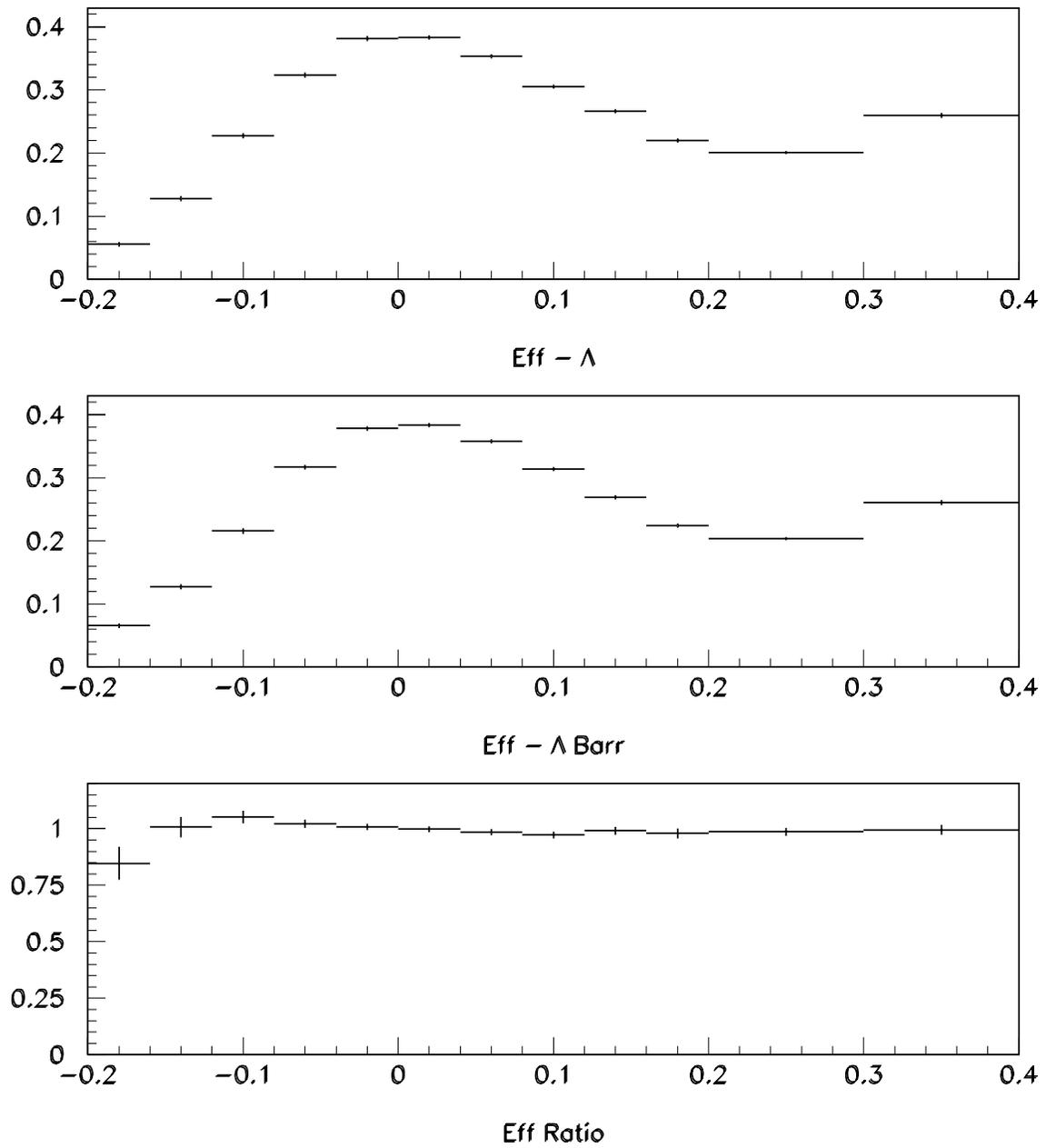


Figura 4.43: Eficiência $\times x_F$ e Razão entre Eficiências para Λ^0 ESTR.

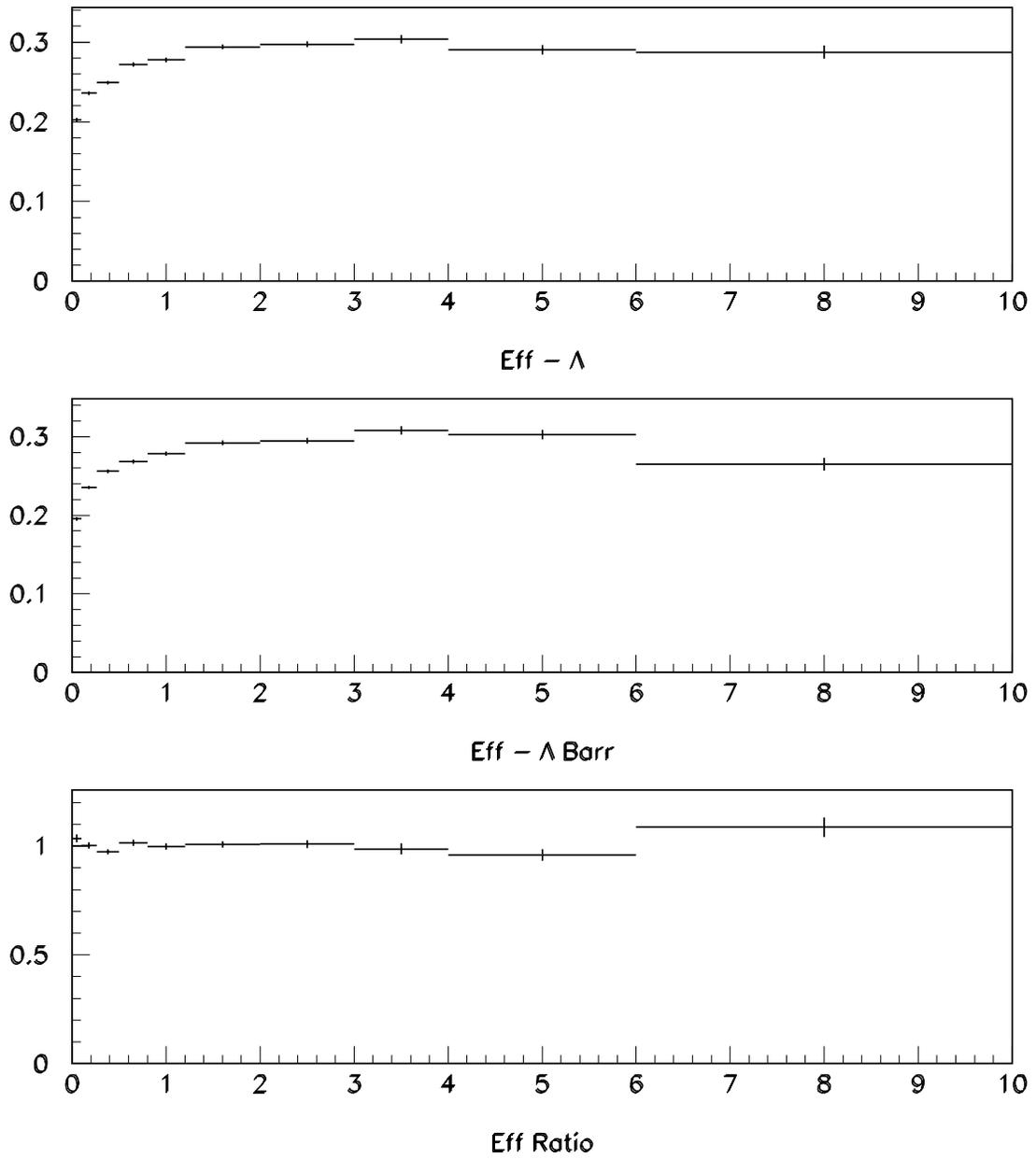


Figura 4.44: Eficiência $\times p_T^2$ ($(GeV/c)^2$) e Razão entre Eficiências para Λ^0 ESTR.

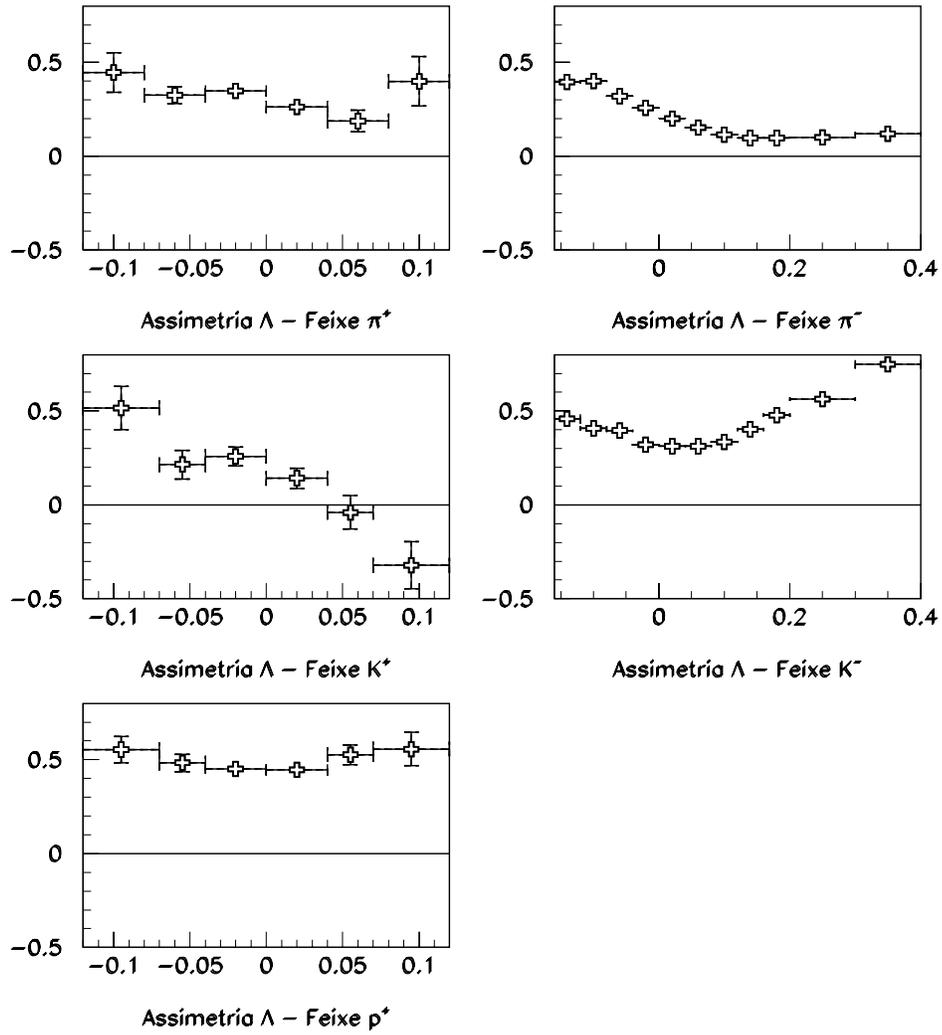


Figura 4.45: Assimetrias em função de x_F , obtidas para os diferentes feixes.

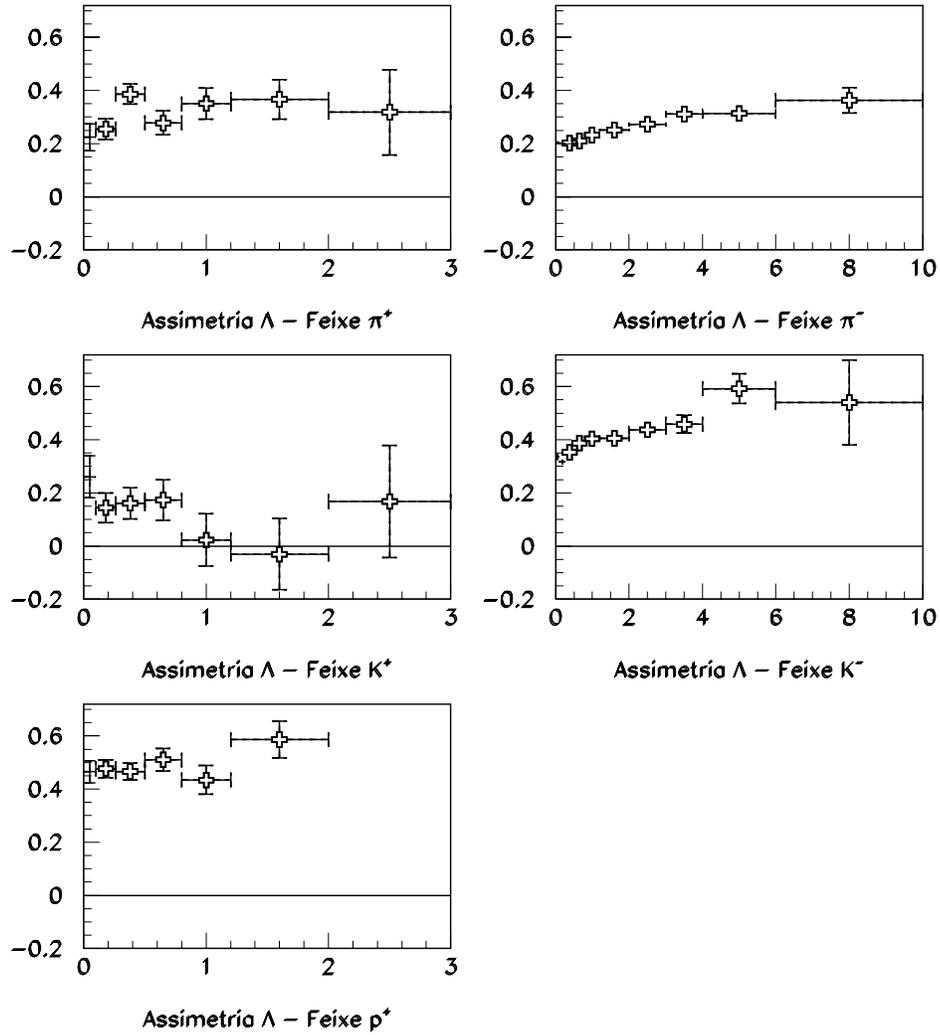


Figura 4.46: Assimetrias em função de p_T^2 ($(GeV/c)^2$), obtidas para os diferentes feixes.

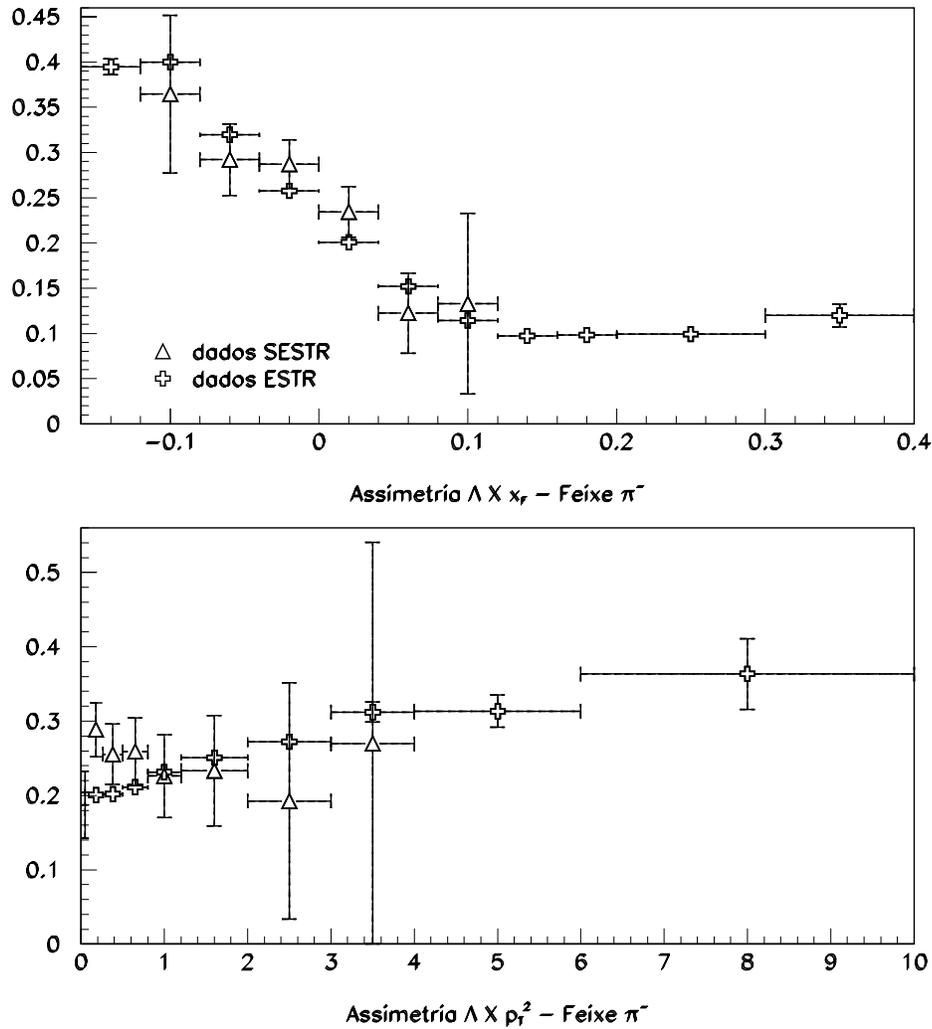


Figura 4.47: Assimetrias em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$), obtidas com feixes de π^- , a partir de dados ESTR e SESTR.

Concluimos portanto que a escolha do Subconjunto Λ^0 ESTR para a análise de Λ^0 produzidos por feixe negativo produz um resultado compatível com aquele obtido com a amostra SESTR, e com qualidade superior.

4.8 Erros Sistemáticos

Realizamos uma série de estudos para evitar que efeitos desconsiderados tivessem alguma influência sobre os valores obtidos para assimetria. Calculamos então as assimetrias us-

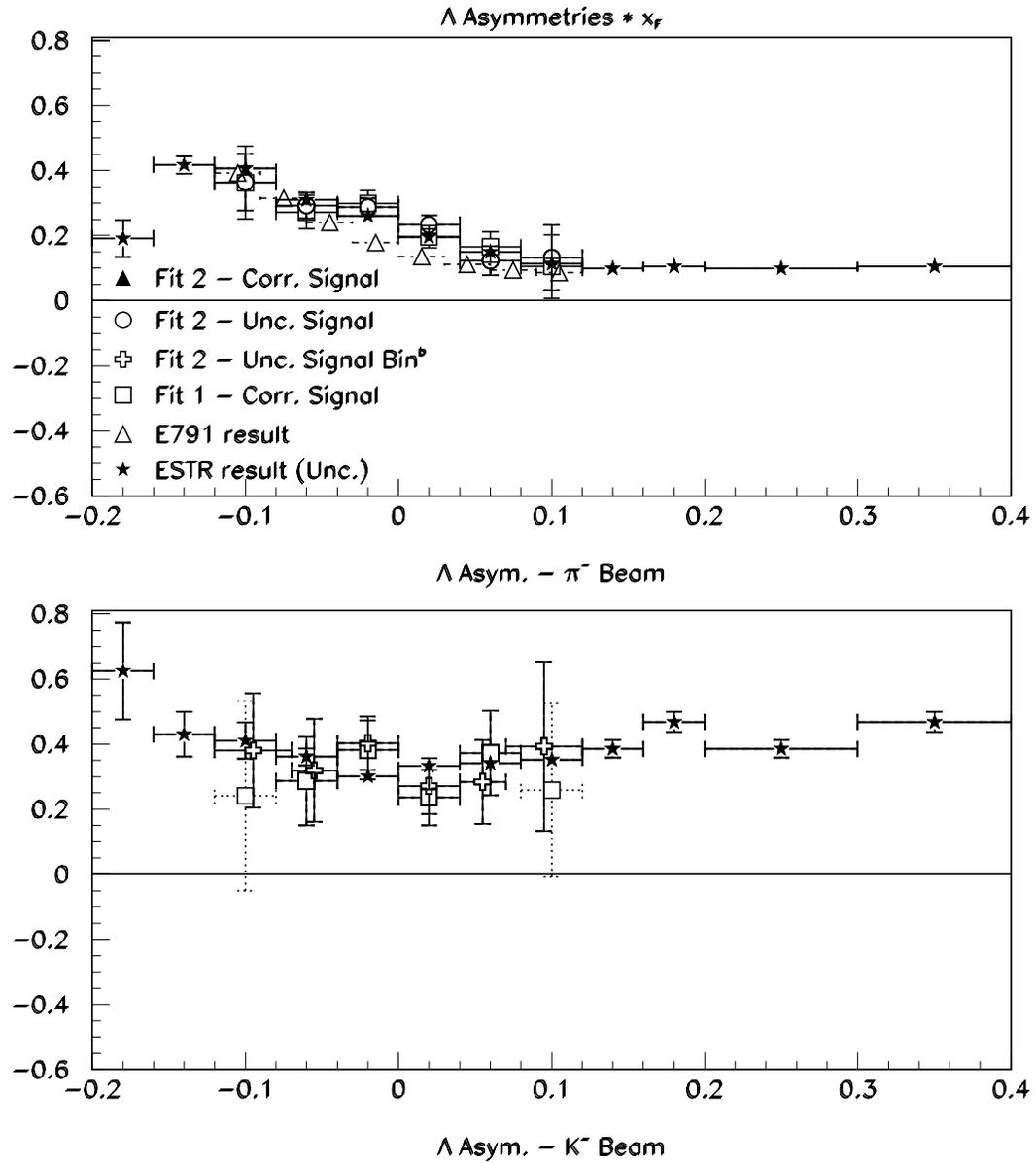


Figura 4.48: Vários resultados para o cálculo de Assimetria.

ando métodos diferentes (exemplos na figura 4.48) daquele utilizado para a obtenção do resultado mostrado na seção 4.7:

Eficiência: calculamos novamente as assimetrias incluindo as eficiências, como na equação

4.6. O efeito sobre o resultado é bem pequeno, mas ainda assim o mais significativo entre todos os fatores estudados;

Binagem: diferentes “bins” foram tentados para a divisão das amostras, o que afetou basicamente a qualidade de alguns ajustes;

Gatilho: fazendo exigências sobre os valores de E_T verificamos que não havia influência do gatilho de E_T sobre o valor das assimetrias resultantes. O mesmo teste foi realizado com a multiplicidade dos eventos, e novamente concluímos que este fator não exerce qualquer influência sobre o nosso resultado;

Ajuste dos Sinais: repetimos todos os ajustes de sinal deixando livres as larguras das gaussianas. O efeito foi mais sentido na qualidade dos ajustes, mas houveram também pequenas diferenças nas assimetrias calculadas.

Contaminação por K_S^0 : existia a possibilidade do espectrômetro identificar traços de um par $\pi^+\pi^-$ produzidos pelo decaimento de K_S^0 como um par $p^+\pi^-$ produzido pelo decaimento de Λ^0 . Isso faria com parte de nossa amostra de Λ^0 fosse na verdade constituída de K_S^0 . Estudamos essa contaminação produzindo 1.000.000 de eventos de Monte Carlo de K_S^0 , submetidos aos passos da análise pelos quais passaram os dados de Λ^0 . Concluímos que qualquer contaminação de K_S^0 distribui-

se uniformemente ao longo dos eixos de x_F e p_T^2 , não influenciando portanto no resultado do cálculo das assimetrias;

Contaminação do Feixe: a identificação do feixe não é livre de erros, acarretando uma contaminação (identificação errada do feixe). A tabela 4.8 mostra que apenas a contaminação por K dos feixes de π^- e do feixe de p tem alguma significância [51]. Utilizando a assimetria calculada para feixes de K^+ e para feixe de K^- corrigimos as assimetrias para feixes de p e para feixes de π^- .

Id. Feixe	Cont. por π	Cont. por K	Cont. por p
π^-	–	3,8%	1,5%
K^-	1,0%	–	0,0%
π^+	–	0,0%	0,6%
K^+	0,1%	–	0,0%
p^+	0,3%	4,8%	–

Tabela 4.8: Contaminação dos feixes.

Analisando portanto as diferenças entre o nosso resultado (figuras 4.45 e 4.46) e as assimetrias calculadas com uso de eficiências, com binagem diferenciada e com diferentes métodos de ajuste de sinais, estimamos erros sistemáticos δ_S gerais por tipo de distribuição e carga do feixe:

$$\delta_S = 0,029 \text{ para Assimetria} \times x_F, \text{ feixe positivo}$$

$$\delta_S = 0,050 \text{ para Assimetria} \times p_T^2, \text{ feixe positivo}$$

$$\delta_S = 0,007 \text{ para Assimetria} \times x_F, \text{ feixe negativo}$$

$$\delta_S = 0,012 \text{ para Assimetria} \times p_T^2, \text{ feixe negativo}$$

Os valores das assimetrias e os erros estatísticos aparecem nas tabelas 4.9 a 4.12.

Bin x_F	Assimetria
π^+	
$-0,12 \leq x_F < -0,08$	$0,446 \pm 0,105 \pm 0,029$
$-0,08 \leq x_F < -0,04$	$0,325 \pm 0,045 \pm 0,029$
$-0,04 \leq x_F < 0,00$	$0,349 \pm 0,033 \pm 0,029$
$0,00 \leq x_F < +0,04$	$0,263 \pm 0,036 \pm 0,029$
$+0,04 \leq x_F < +0,08$	$0,188 \pm 0,058 \pm 0,029$
$+0,08 \leq x_F \leq +0,12$	$0,399 \pm 0,132 \pm 0,029$
K^+	
$-0,12 \leq x_F < -0,08$	$0,516 \pm 0,116 \pm 0,029$
$-0,08 \leq x_F < -0,04$	$0,214 \pm 0,076 \pm 0,029$
$-0,04 \leq x_F < 0,00$	$0,258 \pm 0,050 \pm 0,029$
$0,00 \leq x_F < +0,04$	$0,142 \pm 0,054 \pm 0,029$
$+0,04 \leq x_F < +0,08$	$-0,040 \pm 0,090 \pm 0,029$
$+0,08 \leq x_F \leq +0,12$	$-0,321 \pm 0,125 \pm 0,029$
p^+	
$-0,12 \leq x_F < -0,08$	$0,556 \pm 0,071 \pm 0,029$
$-0,08 \leq x_F < -0,04$	$0,497 \pm 0,046 \pm 0,029$
$-0,04 \leq x_F < 0,00$	$0,461 \pm 0,027 \pm 0,029$
$0,00 \leq x_F < +0,04$	$0,461 \pm 0,032 \pm 0,029$
$+0,04 \leq x_F < +0,08$	$0,556 \pm 0,053 \pm 0,029$
$+0,08 \leq x_F \leq +0,12$	$0,601 \pm 0,089 \pm 0,029$

Tabela 4.9: Valores de Assimetria em bins de x_F para feixe positivo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos.

Bin p_T^2	Assimetria
π^+	
$0,00 < p_T^2 \leq 0,10$	$0,224 \pm 0,051 \pm 0,050$
$0,10 < p_T^2 \leq 0,26$	$0,255 \pm 0,039 \pm 0,050$
$0,26 < p_T^2 \leq 0,50$	$0,387 \pm 0,039 \pm 0,050$
$0,50 < p_T^2 \leq 0,80$	$0,279 \pm 0,046 \pm 0,050$
$0,80 < p_T^2 \leq 1,20$	$0,350 \pm 0,059 \pm 0,050$
$1,20 < p_T^2 \leq 2,00$	$0,367 \pm 0,074 \pm 0,050$
$2,00 < p_T^2 \leq 3,00$	$0,318 \pm 0,161 \pm 0,050$
$3,00 < p_T^2 \leq 4,00$	$-0,015 \pm 0,334 \pm 0,050$
K^+	
$0,00 < p_T^2 \leq 0,10$	$0,261 \pm 0,079 \pm 0,050$
$0,10 < p_T^2 \leq 0,26$	$0,144 \pm 0,056 \pm 0,050$
$0,26 < p_T^2 \leq 0,50$	$0,160 \pm 0,059 \pm 0,050$
$0,50 < p_T^2 \leq 0,80$	$0,173 \pm 0,077 \pm 0,050$
$0,80 < p_T^2 \leq 1,20$	$0,023 \pm 0,099 \pm 0,050$
$1,20 < p_T^2 \leq 2,00$	$-0,031 \pm 0,134 \pm 0,050$
$2,00 < p_T^2 \leq 3,00$	$0,168 \pm 0,211 \pm 0,050$
$3,00 < p_T^2 \leq 4,00$	$0,002 \pm 0,498 \pm 0,050$
p^+	
$0,00 < p_T^2 \leq 0,10$	$0,465 \pm 0,042 \pm 0,050$
$0,10 < p_T^2 \leq 0,26$	$0,476 \pm 0,034 \pm 0,050$
$0,26 < p_T^2 \leq 0,50$	$0,466 \pm 0,033 \pm 0,050$
$0,50 < p_T^2 \leq 0,80$	$0,509 \pm 0,043 \pm 0,050$
$0,80 < p_T^2 \leq 1,20$	$0,434 \pm 0,054 \pm 0,050$
$1,20 < p_T^2 \leq 2,00$	$0,586 \pm 0,069 \pm 0,050$
$2,00 < p_T^2 \leq 3,00$	$0,603 \pm 0,144 \pm 0,050$
$3,00 < p_T^2 \leq 4,00$	$0,236 \pm 0,309 \pm 0,050$

Tabela 4.10: Valores de Assimetria em bins de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para feixe positivo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos.

Bin x_F	Assimetria
π^-	
$-0,16 \leq x_F < -0,12$	$0,393 \pm 0,009 \pm 0,007$
$-0,12 \leq x_F < -0,08$	$0,400 \pm 0,005 \pm 0,007$
$-0,08 \leq x_F < -0,04$	$0,316 \pm 0,003 \pm 0,007$
$-0,04 \leq x_F < 0,00$	$0,256 \pm 0,002 \pm 0,007$
$0,00 \leq x_F < +0,04$	$0,197 \pm 0,002 \pm 0,007$
$+0,04 \leq x_F < +0,08$	$0,146 \pm 0,002 \pm 0,007$
$+0,08 \leq x_F < +0,12$	$0,105 \pm 0,002 \pm 0,007$
$+0,12 \leq x_F < +0,16$	$0,085 \pm 0,003 \pm 0,007$
$+0,16 \leq x_F < +0,20$	$0,083 \pm 0,005 \pm 0,007$
$+0,20 \leq x_F < +0,30$	$0,081 \pm 0,005 \pm 0,007$
$+0,30 \leq x_F \leq +0,40$	$0,095 \pm 0,013 \pm 0,007$
K^-	
$-0,16 \leq x_F < -0,12$	$0,458 \pm 0,027 \pm 0,007$
$-0,12 \leq x_F < -0,08$	$0,408 \pm 0,014 \pm 0,007$
$-0,08 \leq x_F < -0,04$	$0,395 \pm 0,007 \pm 0,007$
$-0,04 \leq x_F < 0,00$	$0,320 \pm 0,006 \pm 0,007$
$0,00 \leq x_F < +0,04$	$0,314 \pm 0,005 \pm 0,007$
$+0,04 \leq x_F < +0,08$	$0,312 \pm 0,006 \pm 0,007$
$+0,08 \leq x_F < +0,12$	$0,335 \pm 0,007 \pm 0,007$
$+0,12 \leq x_F < +0,16$	$0,402 \pm 0,009 \pm 0,007$
$+0,16 \leq x_F < +0,20$	$0,479 \pm 0,012 \pm 0,007$
$+0,20 \leq x_F < +0,30$	$0,563 \pm 0,011 \pm 0,007$
$+0,30 \leq x_F \leq +0,40$	$0,749 \pm 0,025 \pm 0,007$

Tabela 4.11: Valores de Assimetria em bins de x_F para feixe negativo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos.

Bin p_T^2	Assimetria
π^-	
$0,00 < p_T^2 \leq 0,10$	$0,198 \pm 0,004 \pm 0,012$
$0,10 < p_T^2 \leq 0,26$	$0,195 \pm 0,003 \pm 0,012$
$0,26 < p_T^2 \leq 0,50$	$0,196 \pm 0,003 \pm 0,012$
$0,50 < p_T^2 \leq 0,80$	$0,204 \pm 0,003 \pm 0,012$
$0,80 < p_T^2 \leq 1,20$	$0,225 \pm 0,004 \pm 0,012$
$1,20 < p_T^2 \leq 2,00$	$0,245 \pm 0,005 \pm 0,012$
$2,00 < p_T^2 \leq 3,00$	$0,266 \pm 0,008 \pm 0,012$
$3,00 < p_T^2 \leq 4,00$	$0,306 \pm 0,014 \pm 0,012$
$4,00 < p_T^2 \leq 6,00$	$0,302 \pm 0,022 \pm 0,012$
$6,00 < p_T^2 \leq 10,0$	$0,356 \pm 0,048 \pm 0,012$
K^-	
$0,00 < p_T^2 \leq 0,10$	$0,336 \pm 0,012 \pm 0,012$
$0,10 < p_T^2 \leq 0,26$	$0,317 \pm 0,009 \pm 0,012$
$0,26 < p_T^2 \leq 0,50$	$0,352 \pm 0,008 \pm 0,012$
$0,50 < p_T^2 \leq 0,80$	$0,388 \pm 0,009 \pm 0,012$
$0,80 < p_T^2 \leq 1,20$	$0,404 \pm 0,010 \pm 0,012$
$1,20 < p_T^2 \leq 2,00$	$0,406 \pm 0,012 \pm 0,012$
$2,00 < p_T^2 \leq 3,00$	$0,436 \pm 0,019 \pm 0,012$
$3,00 < p_T^2 \leq 4,00$	$0,459 \pm 0,033 \pm 0,012$
$4,00 < p_T^2 \leq 6,00$	$0,592 \pm 0,055 \pm 0,012$
$6,00 < p_T^2 \leq 10,0$	$0,540 \pm 0,160 \pm 0,012$

Tabela 4.12: Valores de Assimetria em bins de p_T^2 ($(GeV/c)^2$) para feixe negativo. Os erros apresentados são, respectivamente, estatísticos e sistemáticos.

Capítulo 5

Conclusões

Apresentamos no presente trabalho um estudo sistemático da assimetria na produção de partícula e antipartícula para o híperon estranho Λ^0 , como função de x_F e de p_T^2 , a partir de feixes incidentes de π^\pm , K^\pm e p^+ a 250 GeV . É o primeiro estudo deste tipo realizado e abrange a região central onde pouca informação estava disponível até o momento. A seguir, resumimos os resultados obtidos nesse estudo.

- O experimento E769 é o primeiro a estudar sistematicamente a assimetria na produção de Λ^0 a partir de diversos feixes.
- Medimos as assimetrias na produção de híperons para a região central de x_F , sobre a qual havia pouca informação .
- Nossos resultados para feixe de π^- a 250 GeV são consistentes com aqueles obtidos pela colaboração E791 [52, 14] (ver figura 5.1), obtida com feixe de π^- a 500 GeV . Temos, porém um maior alcance em x_F e p_T^2 .
- A comparação do comportamento das assimetrias em função de x_F (figura 4.45) com as considerações na seção 2.7 indica compatibilidade do nosso resultado com

a ocorrência de efeitos do tipo “partícula liderante”.

- Os resultados obtidos para assimetrias em função de x_F (figura 5.2) e p_T^2 (figura 5.3) mostram excelente concordância qualitativa com as previsões do PYTHIA 6.2 [53], principalmente para a dependência em x_F
- A observação da figura 4.46 indica pouca dependência das Assimetrias com o valor de p_T^2 .
- O volume de dados utilizado nesse trabalho, particularmente o subconjunto de Λ^0 ESTR, pode ser usado no estudo da Assimetria de Ξ e, talvez, Ω . Uma amostra ESTR pode também ser obtida para os feixes positivos, ampliando as possibilidades de estudos.
- As regiões de alto p_T^2 e de alto x_F podem ser usadas para testar modelos de funções de fragmentação de quarks. Para isto precisamos observar as assimetrias para diversas regiões de p_T^2 e de x_F . O experimento E769 possui dados suficientes para permitir esta análise.
- Esta tese abre também a possibilidade de realizar-se estudos de polarização de Λ^0 para diversos tipos de feixes.

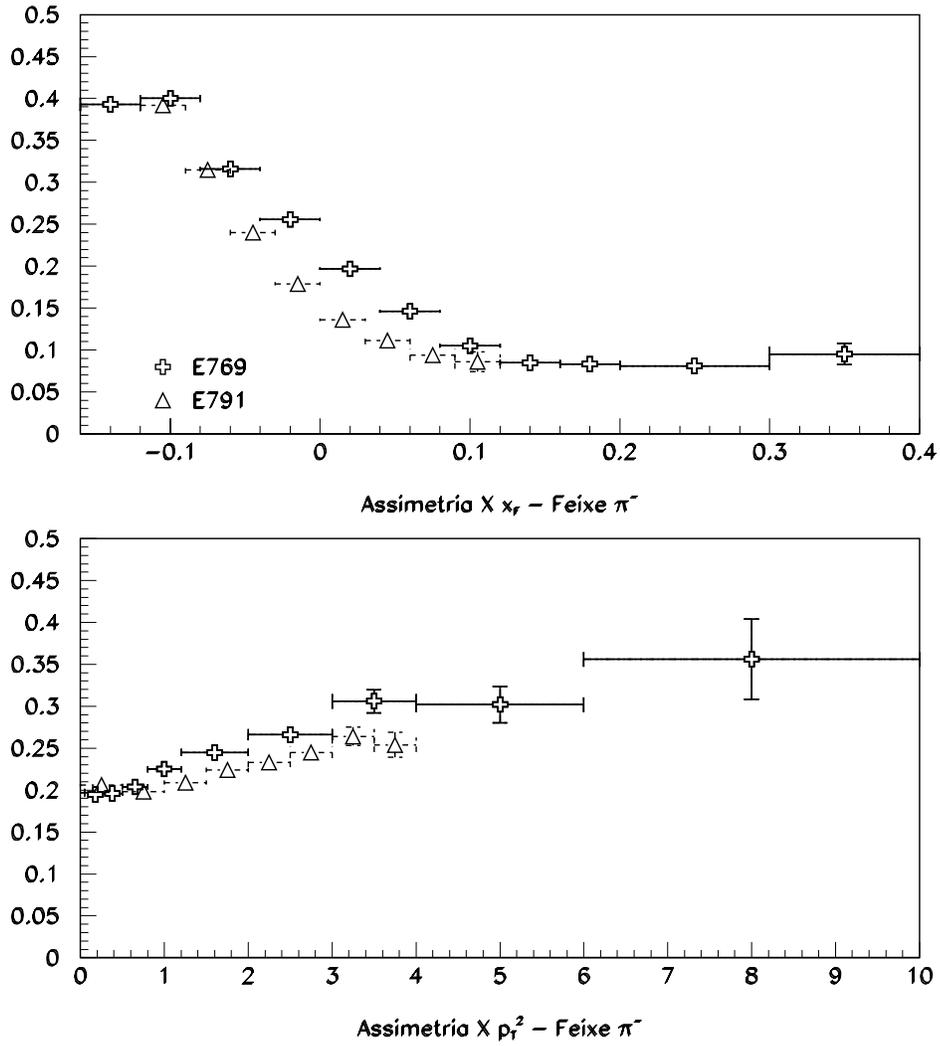


Figura 5.1: Comparação das Assimetrias obtidas com feixes de π^- , em função de x_F e p_T^2 ($(GeV/c)^2$), nos experimentos E769 e E791.

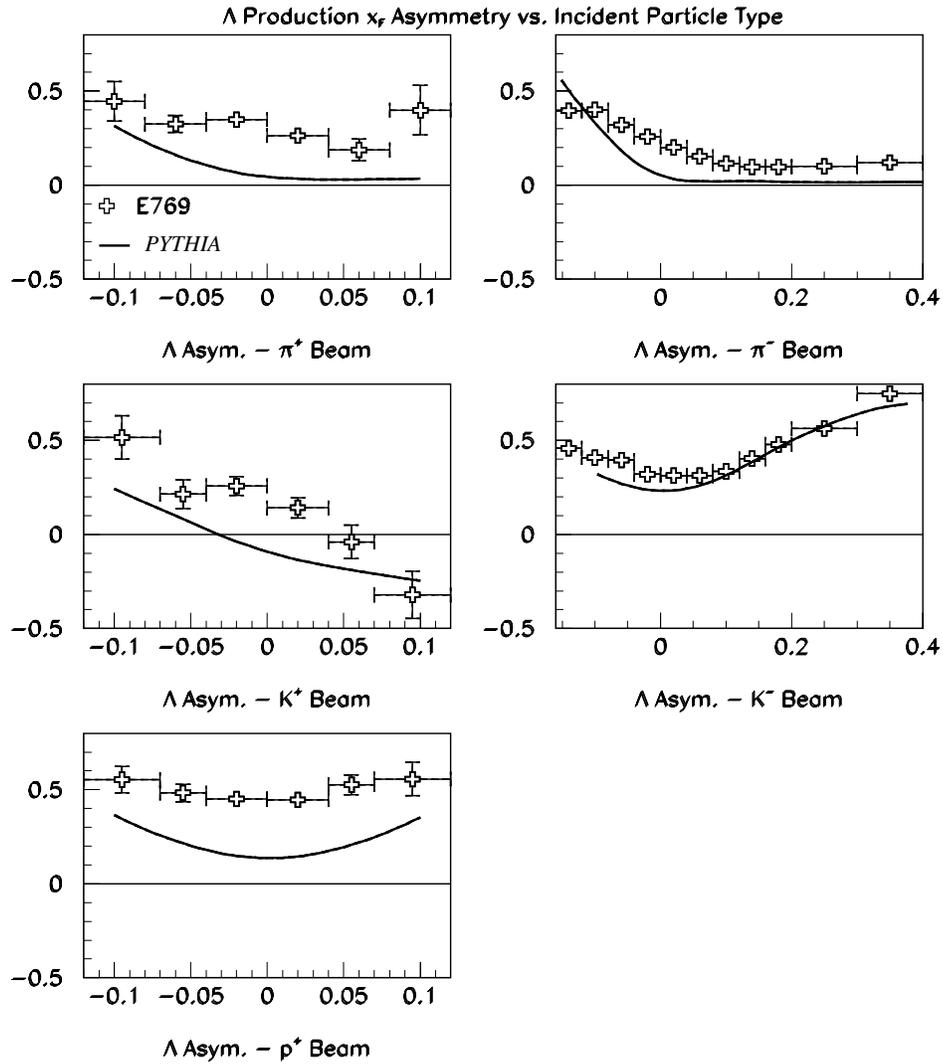


Figura 5.2: Comparação das Assimetrias obtidas, em função de x_F , com a assimetria fornecida pelo PYTHIA (em linha cheia).

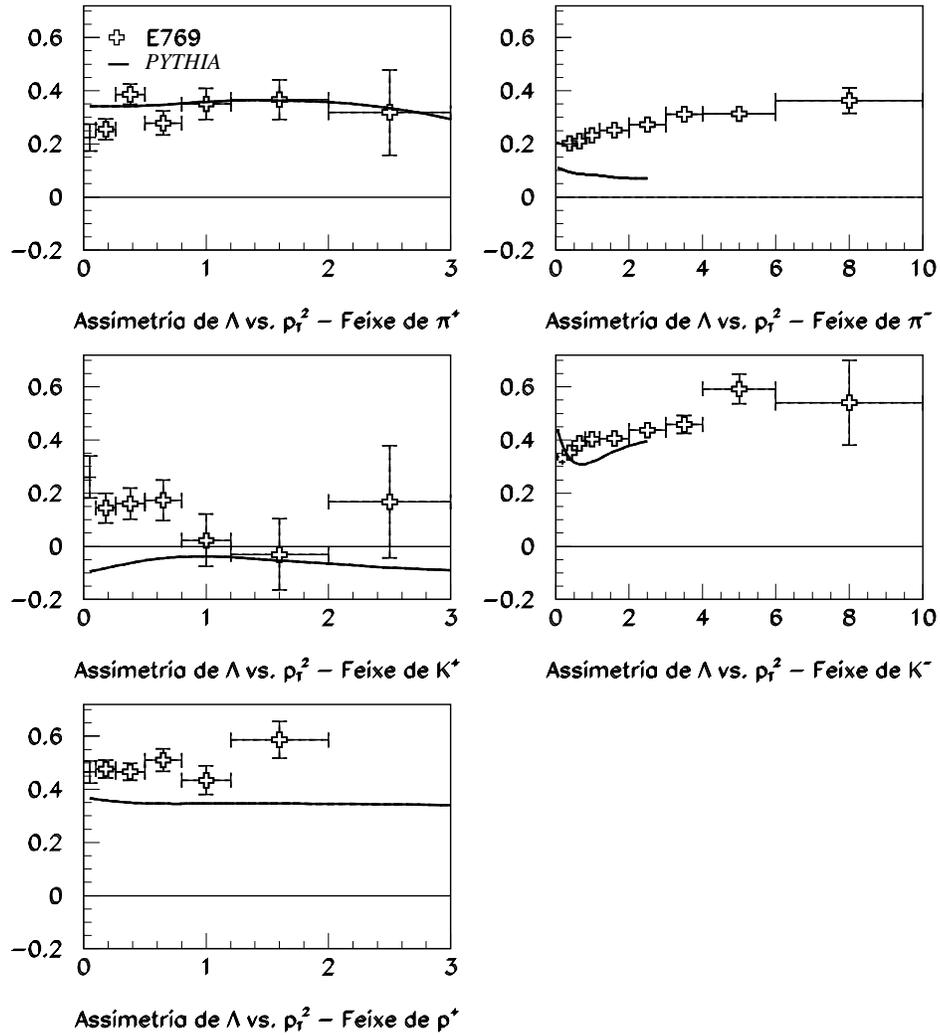


Figura 5.3: Comparação das Assimetrias obtidas, em função de p_T^2 ($(GeV/c)^2$), com a assimetria fornecida pelo PYTHIA (em linha cheia).

Referências

- [1] Kartvelishvili, V.G. , Likhoded, A.K., and Slobospitskii, S.R., Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 434, 1981.
- [2] R.C. Hwa, R.C., Phys. Rev. **D 51**, 85, 1995.
- [3] Vogt, R. and Brodsky, S., Nucl. Phys. **B 478**, 311, 1996.
- [4] Harris, B.W., Smith, J. and Vogt, R., Nucl. Phys. **B 461**, 181, 1996.
- [5] Herrera, G. and Magnin, J., Eur. Phys. J. **C 2**, 477, 1998.
- [6] Aitala, E. M. et al. (E791 Collaboration), Phys. Lett. **B 371**, 157, 1996.
- [7] Alves, G.A. et al. (E769 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **72**, 812, 1994.
- [8] Alves, G.A. et al. (E769 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **72**, 1946, 1994.
- [9] Adamovich, M. et al. (WA92 Collaboration), Nucl. Phys. **B 495**, 3, 1997.
- [10] Aitala, E.M. et al. (E791 Collaboration), Phys. Lett. **B 411**, 230, 1997.
- [11] Aitala, E.M. et al. (E791 Collaboration), Phys. Lett. **B 495**, 42, 2000.
- [12] Pondrom, L. G., Physics Reports, Vol. 122, Nos. 2 and 3, 57–172, 1985.

- [13] Dharmaratna, W.G.D. and Goldstein, G.R., Phys. Rev. **D 41**, 1731, 1990.
- [14] Aitala, E.M. et al. (E791 Collaboration), Phys. Lett. **B 496**, 9, 2000.
- [15] Anjos, J.C., Magnin, J., Simão, F.R.A., and Solano J., Proceedings of II Silafae, pg. 540, AIP Conf. Proc. **No. 444**, 1998, hep-ph/9806396.
- [16] Capella A., Sukhatme, U., Tan, C.I., and Tran Thanh Van, J., Phys. Rev. **D 36**, 109, 1987.
- [17] Appel, J.A., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42**, 367, 1992, and references therein.
- [18] Summers, D.J. et al. (E791 Collaboration), Proceedings of the *XXVIIth Rencontre de Moriond*, Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, 417, 15-22 March, 1992.
- [19] Aitala, E.M. et al. (E791 Collaboration), EPJdirect **C 4**, 1, 1999.
- [20] Iori, M. et al. (SELEX Collaboration), Proceedings of the EPS-HEP99 Conference, Tampere, Finland, July 1999, hep-ex/9910039.
- [21] Halzen, F. and Martin, A.D., “Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, John Wiley and Sons, Inc. Singapore, 1984.
- [22] Leader, E. and Predazzi, E., *An Introduction to Gauge Theories and The New Physics*, Cambridge University Press, 1982.
- [23] Owens, J.F., “ Q^2 -dependent parametrization of pion parton distribution functions”, PRD **30**, 5, 943, 1984.

- [24] Kwan-Wu and Thewes, R. L., “Meson structure functions from high-transverse-momentum hadron interactions”, PRL **44**, 26, 1729, 1984.
- [25] Badier, J. et al., “Measurement of the K^-/π^- structure function ratio using the Drell-Yan process”, PLB **93**, 3, 354, 1980.
- [26] Duke, D. W. e Owens, J.F., “ Q^2 -dependent parametrization of parton distribution functions”, PRD **30**, 1, 49, 1984.
- [27] Sjöstrand, T., Intern. Journal of Mod. Physics A, 3 N. 4, 751, 1988.
- [28] Vogt, R. and Brodsky, S.J., SLAC-PUB-6468, April 1994.
- [29] *PYTHIA* 5.7 and *JETSET* 7.4. Physics Manual, CERN-TH-7112/93, 1993.
- [30] Bengtsson, H.U. and Sjöstrand, T., Computer Physics Commun **46**, 43, 1987.
- [31] Sjöstrand, T., CERN-TH.7112/93, 1993.
- [32] Gaines, I. *et al*, “The ACP Multiprocessor System at Fermilab”, Comp. Phys. Comm. **45**, 323, 1987.
- [33] Reis, A., “Medida da Seção de Choque de Produção do Bárion Charmoso Λ_c em Interações π -Núcleo a 250 GeV/c”, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1992.
- [34] Miranda, J., “Características da Produção Hadrônica de Mésons $D^{*\pm}$ ”, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1992.

- [35] Mello, J., “Estudo da Produção Hadrônica dos Mésons D^0 e \bar{D}^0 Distribuições em x_F e p_T ”, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1992.
- [36] Amato, S., “Produção do Méson $D^{*\pm}$ em Colisões Hádron-Núcleo à 250 GeV, Observado no Modo de Decaimento $D^0 \rightarrow \pi^\pm, D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^0$ ”, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1992.
- [37] Alves, G., “Dependência em A para a Produção de Mésons Charmosos”, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1992.
- [38] Motta, H., “Produção de mésons D^\pm em Colisões K^+ -Nucleon a 250 GeV”, Tese de Doutorado - Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1993.
- [39] Jackson, J. D., “Classical Eledrodynamics”, John Wiley and Sons, New York, 1962.
- [40] Errede, D. et al., “Use of a Transition Radiation Detector in a Beam of High Energy Hadrons”, Nucl. Inst. and Meth., **A309**, 386, 1991.
- [41] Errede, D. et al., “Design and Performance Characteristics of the E769 Beamline Transition Radiation Detector”, IEEE Trans. on Nucl. Sci., **NS-36**, 106, 1989.
- [42] Fernow, R., “Introduction to Experimental Particle Physics”, Cambridge University Press, cap. 9.
- [43] Fabjan, C. “Calorimetry in High-Energy Physics”, Experimental Techniques in High-Energy Physics, T. Ferbel, 257, 1986.
- [44] Menary, S., “A Study of the Transverse Momentum Distributions of Photoproduced Charged and Neutral D Mesons”, M.Sc. Thesis, University of Toronto, 1986.

- [45] Hansen, S. et al., “Fermilab Smart Crate Controller”, IEEE Trans. on Nucl. Sci., **NS-34**, 1003, 1987.
- [46] Sjöstrand, T. “The Lund Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics — JETSET version 6.2”, Computer Phys. Comm. **39**, 3, 347, 1986.
- [47] Bengtson, H., Sjöstrand, T. preprint UCLA-87-001, 1987.
- [48] Astorga, J., “A cross section measurement of charm hyperons Ξ_c^+ and Ξ_c^0 in 250 GeV p/K/ π -nucleon interactions”, Tese de Doutorado, Tufts University, 1995.
- [49] Passmore, D., “Search for $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c \pi$ using $\Lambda_c \rightarrow \Sigma \pi \pi$ in 250 GeV π^- -Nucleon Interactions”, Tese de Doutorado, Tufts University, 1995.
- [50] Particle Data Group, J.J. Hernández *et al.*, Phys. Rev. **D45**, 1, 2000.
- [51] Jedicke, R., “Flavor Dependence of Hadroproduced Charm-Strange Mesons”, Tese de Doutorado, University of Toronto, 1991.
- [52] Solano, C. J., “Estudo de Assimetrias na Produção de $\Lambda^0/\bar{\Lambda}^0$, Ξ^-/Ξ^+ e Ω^-/Ω^+ em Interações Píon - Núcleo a 500 GeV/c”, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1998.
- [53] Sjöstrand, T., Lönnblad, L., Mrenna, S., “PYTHIA 6.2”, hep-ph/0108264, Agosto 2001.